Untersuchung der Struktur von Zuständen des Kernes ^{16}O mit Hilfe der Reaktionen $^{15}N(\tau,d)^{16}O$ und $^{17}O(\tau,\alpha)^{16}O$

Inauguraldissertation

zur Erlangung der Doktorwürde

der

Freien Universität Berlin

Fachbereich Physik

1971

vorgelegt von

Wolfgang Bohne

aus Blankenhain

- Dezember 1970 -

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Inhaltsverzeichnis

		Seite
1	Zusammenfassung	4
2	Einleitung	6
3	Meßmethode und Apparatur	11
	3.1 Beschleuniger und Strahlführung	11
	3.2 Streukammer und Detektoren	11
	3.3 Monitore	13
	3.4 Elektronik	13
4	Messung und Auswertung	16
	4.1 Die elastische Streuung	16
	4.1.1 Messung der Winkelverteilungen	16
	4.1.2 Auswertung der Spektren	17
	4.2 Die Reaktionen $^{15}N(\tau,d)^{16}O$ und $^{15}N(\tau,\alpha)^{14}N$	19
	4.3 Die Reaktion $^{17}O(\tau,\alpha)^{16}O$	22
5	Analyse	26
	5.1 Abriß der DWBA-Methode	26
	5.1.1 DWBA-Rechnungen und optische Potentiale	28
	5.1.2 Berechnung von σ^{DWBA} bei Stripping zu ungebundenen Zuständen	30
	5.1.3 Extraktion der spektroskopischen Faktoren	33
	5.1.3.1 Stripping Reaktion	33
	5.1.3.2 Pick-up Reaktion	33
	5.2 Bestimmung der Parameter für die optischen Potentiale	35
	5.2.1 Eingangskanäle	35
	5.2.2 Ausgangskanäle	38
	5.3 Durchführung der DWBA-Analyse	40
	5.3.1 Die Reaktion $^{15}N(\tau,d)^{16}O$	40
	5.3.1.1 Die gebundenen Zustände	40
	5.3.1.2 Die ungebundenen Zustände	42

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548901_0003

Seite

5.3.1.3 Analyse des überlappenden Dubletts bei 13.1 MeV 44
5.3.2 Die Reaktion $^{17}O(\tau,\alpha)^{16}O$ 48

6 Diskussion 55
6.1 Vergleich mit anderen Experimenten 55
6.1.1 Zur Reaktion $^{15}N(\tau,d)^{16}O$ 55
6.1.2 Zur Reaktion $^{17}O(\tau,\alpha)^{16}O$ 57
6.2 Vergleich mit theoretischen Vorhersagen 58
6.2.1 Die Stripping-Reaktion 58
6.2.1.1 Die Zustände gerader Parität 62
6.2.1.2 Die Zustände ungerader Parität 64
6.2.1.3 Summenregeln 67
6.2.2 Die Pick-up-Reaktion 72
6.2.2.1 Die Zustände gerader Parität 72
6.2.2.2 Die Zustände ungerader Parität 74
6.2.2.3 Summenregeln 75
6.3 Zusammenfassende Diskussion 78

7 Anhang 83
7.1 Targetherstellung 83
7.2 Korrektur des Nullpunktes der Winkelskala 84
7.3 Bestimmung der Targetdicken und der absoluten Wirkungsquerschnitte 85
7.4 Die Kontrollreaktion $^{15}N(\tau,\alpha)^{14}N$ 87
7.4.1 Probleme bei (τ,α)-Reaktionen 87
7.4.2 Reaktionsmechanismus 91
7.4.3 Spektroskopie 96
7.5 Allgemeine Bemerkungen zum Reaktionsmechanismus der (τ,α)-Reaktionen 97

8 Literaturverzeichnis 101

Zusammenfassung

Die Kerne ^{15}N und ^{17}O wurden mit ^{3}He-Ionen (τ) von 11.0 MeV beschossen. Die dabei emittierten geladenen Teilchen wurden mit Halbleiterdetektoren nachgewiesen.

Mit Hilfe der Reaktion $^{15}N(\tau,d)^{16}O$ und $^{17}O(\tau,\alpha)^{16}O$ wurden Zustände in ^{16}O bis zu einer Anregungsenergie von etwa 14 MeV untersucht. Dazu wurden die Winkelverteilungen der Deuteronen und der Alphateilchen aus Übergängen zu 18 bzw. 15 Zuständen absolut ermittelt. Ferner wurden aus der Reaktion $^{15}N(\tau,\alpha)^{14}N$ die Winkelverteilungen der Alphateilchen aus Übergängen zu 13 Zuständen absolut bestimmt.
Für alle Reaktionen wurden DWBA-Analysen durchgeführt und absolute spektroskopische Faktoren ermittelt. Zur Bestimmung der Parameter der optischen Potentiale für diese Rechnungen wurde außerdem die elastische Streuung der ^{3}He-Teilchen bei 11 MeV an allen Targetkernen vermessen.

Die Ergebnisse wurden mit denen anderer Transferreaktionen und theoretischen Vorhersagen verglichen. Es zeigte sich, daß man viele der beobachteten Zustände im ^{16}O recht gut im Rahmen des Schalenmodells erklären kann, wenn man ihnen eine überwiegende Einteilchen-Einlochkomponente zuschreibt. Es gibt aber auch einige Zustände, die nur durch eine sehr komplizierte Struktur erklärt werden können, zum Beispiel Nr. 2, 3 und 8. Besonders der Vergleich mit den spektroskopischen Faktoren, die nach den Schalenmodellwellenfunktionen von Zuker, Buck und McGrory (ZBM)[11] berechnet wurden, liefert in fast allen Fällen gute Übereinstimmung. Dies gilt sowohl für die Pick-up- als auch für die Strippingreaktion.

Die größte Diskrepanz ergibt sich beim Pick-up-Übergang zum 4^+-Zustand bei 10.36 MeV. Diesem Zustand ist wohl eine wesentlich stärkere kollektive Komponente beizumischen, als das im ZBM-Modell der Fall ist.

2. Einleitung

^{16}O ist, vom ^{4}He abgesehen, der leichteste Kern, der sowohl eine abgeschlossene Neutronenschale als auch Protonenschale besitzt, und ist wohl einer der bestuntersuchten Kerne. Im folgenden wird zunächst eine kurze Übersicht der zu Beginn der Arbeit bekannten Tatsachen gegeben.

Von den meisten Energieniveaus bis zu Anregungsenergien um 17 MeV sind Spin, Parität, Isospin und vielfach auch die Breiten bekannt. Eine Zusammenfassung dieser Größen für den in dieser Arbeit untersuchten Bereich ist in Tabelle I aufgeführt. Sie sind den Arbeiten von Ajzenberg-Selove[1], Browne[2] und Fulbright[3] bzw. den von diesen Autoren zitierten Originalarbeiten entnommen.

Durch die Weiterentwicklung des Schalenmodells und auch der kollektiven Kernmodelle war es auch für ^{16}O möglich, immer vollständigere Beschreibungen des Niveauschemas zu liefern. So ergibt sich für den Grundzustand eine überwiegende doppelt abgeschlossene Schalenstruktur. Angeregte Zustände können beschrieben werden durch ein Loch in der p-Schale und einem Teilchen in der sd-Schale. Solche Rechnungen sind zum Beispiel von Gillet und Vinh-Mau[4] durchgeführt worden. Sie liefern im allgemeinen die richtigen Spins und Energien für viele Zustände im ^{16}O. Allerdings ist es im Rahmen dieses Modells der Einteilchen-Einloch-Anregung nur möglich, die Zustände negativer Parität zu berechnen. Um auch die Beschreibung der Zustände mit gerader Parität zu ermöglichen, sind kompliziertere Rechnungen durchgeführt worden, die Zweiteilchen-Zweiloch-, Dreiteilchen-Dreiloch- und Vierteilchen-Vierloch-Kombinationen enthalten.

Die Experimente von Carter[5] und Borysowicz[6] haben gezeigt, daß sich die Zustände mit Spin und Parität 0^+, 2^+, 4^+ und 6^+ bei Anregungsenergien von 6.05, 6.92, 10.35 und 16.21 MeV wie die Mitglieder einer Rotationsbande

Tabelle 1: Zustände von ^{16}O [1,2,3]

Niv. Nr.	E_x[MeV]	J^π	T	Γ(keV)
0	0.00	0^+	0	
1	6.05	0^+	0	
2	6.131	3^-	0	
3	6.916	2^+	0	
4	7.115	1^-	0	
5	8.880	2^-	0	
6	9.614	1^-	0	650
7	9.847	2^+	0	0.8
8	10.353	4^+	0	21
9	10.952	0^-	0	
10	11.080	3^+	0	
11	11.094	4^+	0	
12	11.260	0^+	0	2500
13	11.520	2^+	0	80
14	11.630	3^-	0	1200
15	12.050	0^+	0	
16	12.437	1^-	0	89
17	12.528	2^-	0	0.8
18	12.798	0^-	1	38
19	12.964	2^-	1	2
20	13.080	1^-	1	113
20a	13.120	3^-	0	128
21	13.250	3^-	1	26
27	15.220	2^-	0	72
29	15.420	(3^-)	0	96
45	17.120	1^-		41

verhalten. Das bedeutet, daß es sich um stark deformierte Zustände handelt, was wiederum durch Vielteilchen-Vielloch-Konfigurationen erklärt werden kann. Bassichis und Ripka[7] haben gezeigt, daß eine sehr große Vierteilchen-Vierloch-Komponente nötig ist, um mit ihrem Modell die experimentell bekannten elektromagnetischen Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen den Rotationszuständen zu berechnen. Eine ähnliche Rechnung im Rahmen des Hartree-Fock-Modells ist von Kelson[8] durchgeführt worden.

Brown und Green konstruieren die angeregten Zustände positiver Parität[9] durch geeignete Mischung einer sphärischen Nullteilchen-Nulloch-Wellenfunktion mit denen von deformierten Zweiteilchen-Zweiloch- und Vierteilchen-Vierloch-Komponenten. Diese deformierten Komponenten werden erzeugt durch Teilchen in Nilsson-Bahnen außerhalb eines deformierten Rumpfes. Analog berechnen Brown und Green die Zustände ungerader Parität[10]. Hier werden statt der sphärischen Nullteilchen-Nulloch-Wellenfunktionen Einteilchen-Einloch-Schalenmodellkonfigurationen den deformierten Komponenten beigemischt.

Kürzlich ist wieder eine reine Schalenmodellrechnung von Zuker, Buck und McGrory (ZBM)[11,61] für Kerne mit der Massenzahl A = 15 - 20 erschienen, die auch die Zustände positiver Parität recht gut beschreibt. Die Basis dieser Rechnung ist beschränkt auf die $1p_{1/2}^-$, $2s_{1/2}^-$ und $1d_{5/2}^-$ Schalen, erlaubt aber alle Kombinationen von Anregungen bis zu Vierteilchen-Vierloch-Komponenten. Die Übereinstimmung der mit diesem Modell berechneten Energieniveaus und γ-Übergangswahrscheinlichkeiten mit den Experimenten ist sehr zufriedenstellend.

Ein weiterer Test für die Güte der Wellenfunktion, der häufig auf andere Komponenten empfindlich ist, wird durch Transferreaktionen ermöglicht. So führen zum Beispiel die

Einteilchen-Stripping-Reaktionen am ^{15}N und auch die Einteilchen-Pick-up-Reaktionen am ^{17}O in Zustände von ^{16}O. Solche Reaktionen sind bisher kaum untersucht worden, weil es sich bei beiden Targetkernen um seltene Isotope handelt. (^{17}O ist zum Beispiel nur zu 0.037 % im natürlichen Sauerstoffgemisch enthalten.)

Die beiden Reaktionstypen stützen und ergänzen sich gegenseitig. Durch ihre Kombination ist es möglich, im Rahmen der Basis des ZBM-Modells alle Zustände bis zu einer Anregungsenergie von 16 MeV zu erreichen. In der Strippingreaktion können durch Protonenübertrag in die $1p_{1/2}$-Schale nur Zustände mit 0^+ und 1^+ bevölkert werden, während $2s_{1/2}$- und $1d_{5/2}$-Übertrag Zustände mit Spin und Parität 0^-, 1^-, 2^- und 3^- liefern. Die Pick-up-Reaktion führt dagegen bei Herausnahme eines Neutrons aus der $1p_{1/2}$-Schale nur zu Niveaus mit 2^- und 3^-. Dafür werden durch $d_{5/2}$-Pick-up alle Zustände zwischen 0^+ und 5^+ bevölkert.

In dieser Arbeit wurden dazu die ^3He-induzierten Reaktionen $^{15}N(\tau,d)^{16}O$ und $^{17}O(\tau,\alpha)^{16}O$ untersucht. Die zur Stripping-Reaktion $^{15}N(\tau,d)$ parallele Messung von $^{15}N(d,n)^{16}O$ wird zur Zeit noch ausgewertet, während die ebenfalls gemessene Reaktion $^{15}N(d,p)^{16}N$ zum Vergleich herangezogen wird.[41)]

Für die Pick-up-Reaktionen $^{17}O(p,d)^{16}O$ und $^{17}O(d,t)^{16}O$ war die durch den Beschleuniger erreichbare Energie nicht groß genug, um die in der Strippingreaktion untersuchten Zustände ebenfalls anzuregen. Mit der $^{17}O(\tau,\alpha)^{16}O$-Reaktion, die sich durch den sehr hohen Q-Wert von 16.435 MeV auszeichnet, ist es dagegen möglich.

Die (τ,d)-Reaktion ist durch viele andere Messungen getestet und gilt für spektroskopische Zwecke als ebenso zuverlässig wie die Strippingreaktionen mit weniger komplexen Teilchen, wie zum Beispiel (d,n)- und (d,p)-Reaktionen.

Anders ist es bei der (τ,α)-Reaktion. Bei früheren Messungen dieses Typs an Targetkernen mit abgeschlossenen Schalen[12,13] sind Schwierigkeiten bei der Analyse und Interpretation aufgetreten. Es mußte daher festgestellt werden, ob sich diese Komplikationen auch übertragen auf (τ,α)-Reaktionen an Targetkernen, deren Nukleonenzahl sich nur um ein Neutron oder Proton von Kernen mit vollen Schalen unterscheiden. Deshalb wurde zunächst als Test die Reaktion $^{15}N(\tau,\alpha)^{14}N$ untersucht.

3 Meßmethode und Apparatur

3.1 Beschleuniger und Strahlführung

Alle Messungen wurden am 5.5 MeV Van de Graaff-Beschleuniger des Sektors Kernphysik im Hahn-Meitner-Institut durchgeführt. Mit Hilfe eines 25-Grad-Magneten im Hochspannungspol hinter der Ionenquelle ist es möglich, den geringen Anteil zweifach positiv geladener ^{3}He-Ionen von den einfach geladenen zu trennen. So läßt sich ein Strahl von $^3He^{++}$-Teilchen der Energie 11 MeV mit einer Stromstärke bis zu einem Mikroampère erzeugen.

Durch zwei Quadrupollinsen kann dieser Strahl fokussiert werden. Der Durchmesser des Brennflecks am Targetort betrug etwa 1 - 1.5 mm. Für Messungen bei kleinen Winkeln relativ zur Strahlrichtung war es nötig, die Strahlstromstärke auf wenige Nanoampère zu reduzieren. Diese Drosselung wurde durch Einschieben zweier Tantal-Platten-paare in den Strahlengang hinter der ersten Linse erreicht.

3.2 Streukammer und Detektoren

Für den Nachweis der Teilchen wurden Si-Halbleiterdetektoren benutzt, die in einer zylindrischen Vakuumkammer von 30 cm Durchmesser angeordnet waren. Die Detektoren lassen sich, an dem drehbaren Deckel der Kammer befestigt, um das im Mittelpunkt der Kammer befindliche Target bewegen. Nähere Einzelheiten der Kammerkonstruktion und der Detektoranordnung sind bei Lettau[13] beschrieben. Der genaue Nullpunkt der Winkelskala konnte auf $\pm$ 0.1° bestimmt werden (Siehe Anhang 7.2). Die elastischen Streuungen an den verschiedenen Targetkernen, die Reaktionen $^{15}N(\tau,d)^{16}O$ und $^{15}N(\tau,\alpha)^{14}N$ wurden mit zwei Zählerteleskopen vermessen. Die Teleskope bestanden jeweils aus einem total verarmten Detektor (ΔE-Detektor) von

etwa 20 µm Dicke und einem etwa 1500 µm tiefen Detektor (E'-Detektor). Eine Schlitzblende vor dem ΔE-Detektor legte den Raumwinkel und damit die Winkelauflösung von etwa ± 0.5 Grad fest. Die Energieauflösung betrug 38 keV.

Für die Messung der Reaktion $^{17}O(\tau,\alpha)^{16}O$ wurden nur zwei einfache Detektoren mit einer Verarmungszonentiefe von ungefähr 500 µm benutzt. Diese Dicke ist so gewählt worden, daß alle interessierenden α-Teilchen und auch die elastisch gestreuten ^{3}He-Teilchen gestoppt werden, während alle anderen leichteren Teilchen (p,d,t) die Verarmungszone durchlaufen, bzw. nur eine Impulshöhe liefern, die einer Energie unterhalb des untersuchten Bereichs entspricht. Bei dieser Reaktion wurde eine noch engere Schlitzblende benutzt, um eine bessere Winkelauflösung zu bekommen. Das war nötig, da die Energie der nachzuweisenden Teilchen aufgrund des hohen Q-Wertes der Reaktion sehr stark mit den Winkeln variiert. Da andererseits die Wirkungsquerschnitte sehr niedrig sind, durfte der Raumwinkel nicht zu klein sein. Als Kompromiß wurde eine Winkelunschärfe von etwa ± 0.3 Grad gewählt. Die Meßzeit für ein Spektrum betrug dann je nach Winkel zwischen 10 und 20 Stunden. Die Energieauflösung ergab sich zu 70 - 80 keV. Aufgrund der Kinematik hätte man etwa 50 - 60 keV erwarten können. Die zusätzliche Verschlechterung ist wegen der langen Meßdauer auf Langzeitschwankungen der Verstärker (Abschnitt 3.4) zurückzuführen. Bei dieser Messung wurde deshalb auf die Anwendung von Teleskopen verzichtet, um die Anzahl der elektronischen Geräte möglichst niedrig zu halten.

Zum Schutz gegen Streustrahlung wurden vor die Schlitzblenden Rohre geeigneten Durchmessers gesetzt, die das Gesichtsfeld der Detektoren auf den Bereich des Targets begrenzten. An den Enden der Rohre waren zwei kleine

Stabmagnete befestigt. Sie dienten zur Ablenkung der am Target entstehenden Elektronen. Hierdurch war eine deutliche Verbesserung der Energieauflösung unter Vorwärtswinkeln zu beobachten.

3.3 Monitore

Als Monitor diente ebenfalls ein Halbleiterdetektor. Er war am Boden der Kammer unter einem Winkel von etwa 40 Grad relativ zur Strahlrichtung fest installiert. Die Intensität einer prominenten Linie, im allgemeinen aus der elastischen Streuung an dem jeweils untersuchten Kern, wurde unter Anwendung von Totzeitkorrekturen[12,13] registriert.
Zusätzlich wurden die ^{3}He-Teilchen nach Durchlaufen der Kammer an einer dünnen Goldfolie gestreut und unter 90° mit einem weiteren Detektor beobachtet.

Der Strahlstrom wurde außerdem in einem Faraday-Cup gemessen. Er war jedoch für eine zuverlässige Intensitätsbestimmung zu gering.

3.4 Elektronik

Bei der Messung $^{17}O(\tau,\alpha)^{16}O$ bestand die Elektronik im Prinzip nur aus je einem Vor- und Hauptverstärker, der die Halbleiterenergiesignale durch Verzögerungsleitungen formt. Diese Impulse wurden dann auf den Eingang des Vielkanalanalysators (VKA) gegeben.
Zur Unterdrückung von überlagerten Impulsen (pile-up) wurde nach dem Hauptverstärker das Energiesignal außerdem auf ein Gerät[+)] gegeben, das den zeitlichen Abstand

---

+) DD2: Im Sektor Elektronik des Hahn-Meitner-Instituts entwickelt und gebaut.

zwischen Beginn und Nulldurchgang eines Impulses überwacht. Es liefert nur Ausgangssignale, wenn es sich um "echte" Einzelereignisse handelt. Diese Signale wurden auf den Koinzidenzeingang des VKA gegeben.

Bei den Messungen am ^{15}N wurde die konventionelle Elektronik für Halbleiterzählerteleskope benutzt. Diese Apparatur wurde in meiner Diplomarbeit[12] ausführlich beschrieben. Deshalb soll hier anhand eines Blockschaltbildes (Abb. 1) nur kurz ihre Funktionsweise erläutert werden.

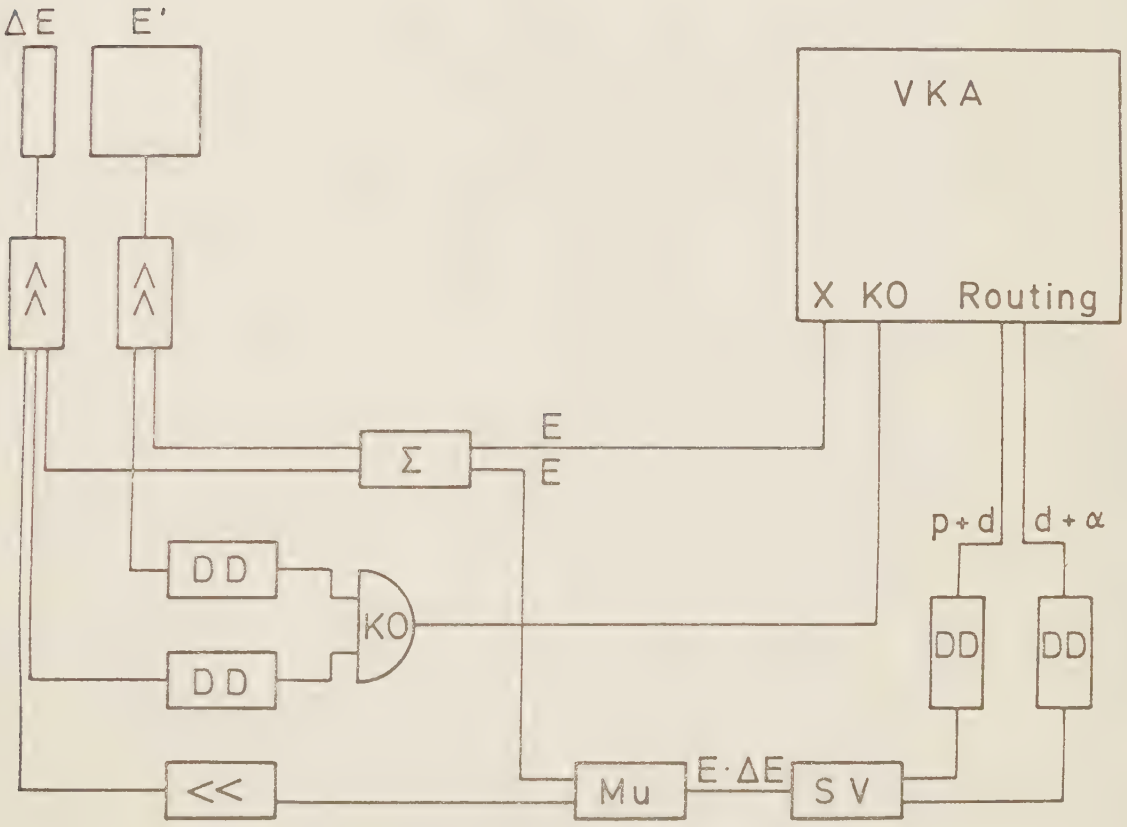

Abb. 1:
Die bei den Reaktionen entstehenden geladenen Teilchen verlieren im ΔE-Detektor einen für Teilchenart und -energie charakteristischen Bruchteil ihrer Gesamtenergie.

Der Restbetrag wird im E'-Detektor gemessen. Die Signale der beiden Detektoren werden, geeignet verstärkt, in einer Summenstufe (Σ) addiert. Sie sind ein Maß für die gesamte, im Detektorsystem deponierte Energie. Außerdem wird aus beiden Signalen mit Hilfe einer Multiplikationsstufe (Mu) die Funktion $f = \Delta E(k \cdot \Delta E + E' + E_o)$ gebildet, die die Teilchenart charakterisiert.[64] Aufgrund einer Koinzidenzforderung (KO) zwischen den beiden Detektoren werden nur Teilchen registriert, die in beiden Detektoren Energie abgegeben haben. Die Energiesignale werden in einem Vielkanalanalysator (VKA), nach Teilchenarten getrennt, gespeichert.

4 Messungen und Auswertung

4.1 Die elastische Streuung

4.1.1 Messung der Winkelverteilungen

Mit der oben beschriebenen Apparatur der Zählerteleskope wurden die Winkelverteilungen der an den Kernen mit den Massen 15 - 18 elastisch gestreuten ^{3}He-Teilchen aufgenommen. Als Targets dienten: ^{15}N Melamin auf Kohlenstoffbackings, für ^{16}O freitragende SiO_2 Folien und für ^{17}O bzw. ^{18}O WO_3 auf Kohlenstoffbackings. Zur Herstellung siehe Anhang 7.1. Die ^{3}He-Einschußenergie betrug jeweils 11.0 MeV. Die Spektren wurden in 5°-Schritten von 10° bis 70° und in 10°-Schritten von 70° bis 120° gemessen. An einer verschiebbaren Targethalterung waren alle vier untersuchten Targets befestigt. Es konnte so bei gleicher Winkelstellung nacheinander die Streuung an allen vier Kernen registriert werden. Dadurch konnten Fehlerquellen bei der Subtraktion von Linien der verschiedenen Sauerstoffisotope vermieden werden; denn schon geringfügige Winkelungenauigkeiten von einigen Zehntel Grad bedingten bei der stark abfallenden Winkelverteilung der elastischen Streuung unter Vorwärtswinkeln große Fehler (bis zu 10 %).

Wegen der starken Coulomb-Streuung der ^{3}He-Teilchen am Wolfram mußte bei Messungen unter kleinen Winkeln an den WO_3-Targets der Teilchenstrom auf weniger als 1 nA reduziert werden.
Beim Beschuß der Melamintargets mußte die Stromstärke ebenfalls begrenzt werden auf maximal 50 nA, da sonst durch lokale Erhitzung des Targets eine Zersetzung des Melamins zu befürchten war. Zur zusätzlichen Sicherheit wurde das vollständige Spektrum des Monitordetektors auf einem 512-Kanal-Impulshöhenanalysator registriert und und das Verhältnis der Intensitäten der am Kohlenstoff und Stickstoff elastisch gestreuten ^{3}He-Teilchen kon-

trolliert. Ferner wurden die Zählraten für die Streuung am ^{15}N und an der oben erwähnten Goldfolie bei unveränderter Targetstellung verglichen. Bei beiden Methoden konnte keine Abnahme des Stickstoffgehalts festgestellt werden.

Die Wirkungsquerschnitte der elastischen Streuungen wurden mit Hilfe der Doppelfolienmethode (siehe Anhang 7.3) absolut gemessen. Die Unsicherheiten betragen: $\pm$ (5-6) % bei ^{16}O und ^{15}N, $\pm$ (6-7) % bei ^{18}O und $\pm$ (8-9) % bei ^{17}O.

4.1.2 Auswertung der Spektren

Der Inhalt der Linien wurde durch Aufsummieren der Kanalinhalte bestimmt. Aus der Umgebung der jeweiligen Linie wurde der Untergrund ermittelt und abgezogen. Diese Linieninhalte konnten mit Hilfe der auf Totzeit korrigierten Monitorzählraten aufeinander normiert werden.
Bei Winkeln kleiner als 35° im Fall des WO_3 bzw. 25° im Fall des Melamins wurde die Auswertung schwieriger. Aufgrund der Kinematik wird der energetische Abstand zwischen Linien, die von Streuung an Kernen mit unterschiedlicher Masse herrühren, immer geringer. Liegt dieser Abstand in der Größenordnung der Energieauflösung der Apparatur, so können die Linien noch graphisch entfaltet werden. (Diese Methode ist in meiner Diplomarbeit[12] ausführlich beschrieben.) Nähern sich die Linien noch weiter, so muß für die Subtraktion die Winkelverteilung der Störlinie bekannt sein.
Die Störung des auf allen Targets vorhandenen Kohlenstoffes konnte so eliminiert werden. Die Streuung von ^{3}He an ^{12}C ist vorher von Lettau[13] sehr genau vermessen worden.

Bei den Sauerstoffisotopen wurde zunächst die elastische ^{3}He-Streuung am ^{16}O ausgewertet. Damit konnten dann die

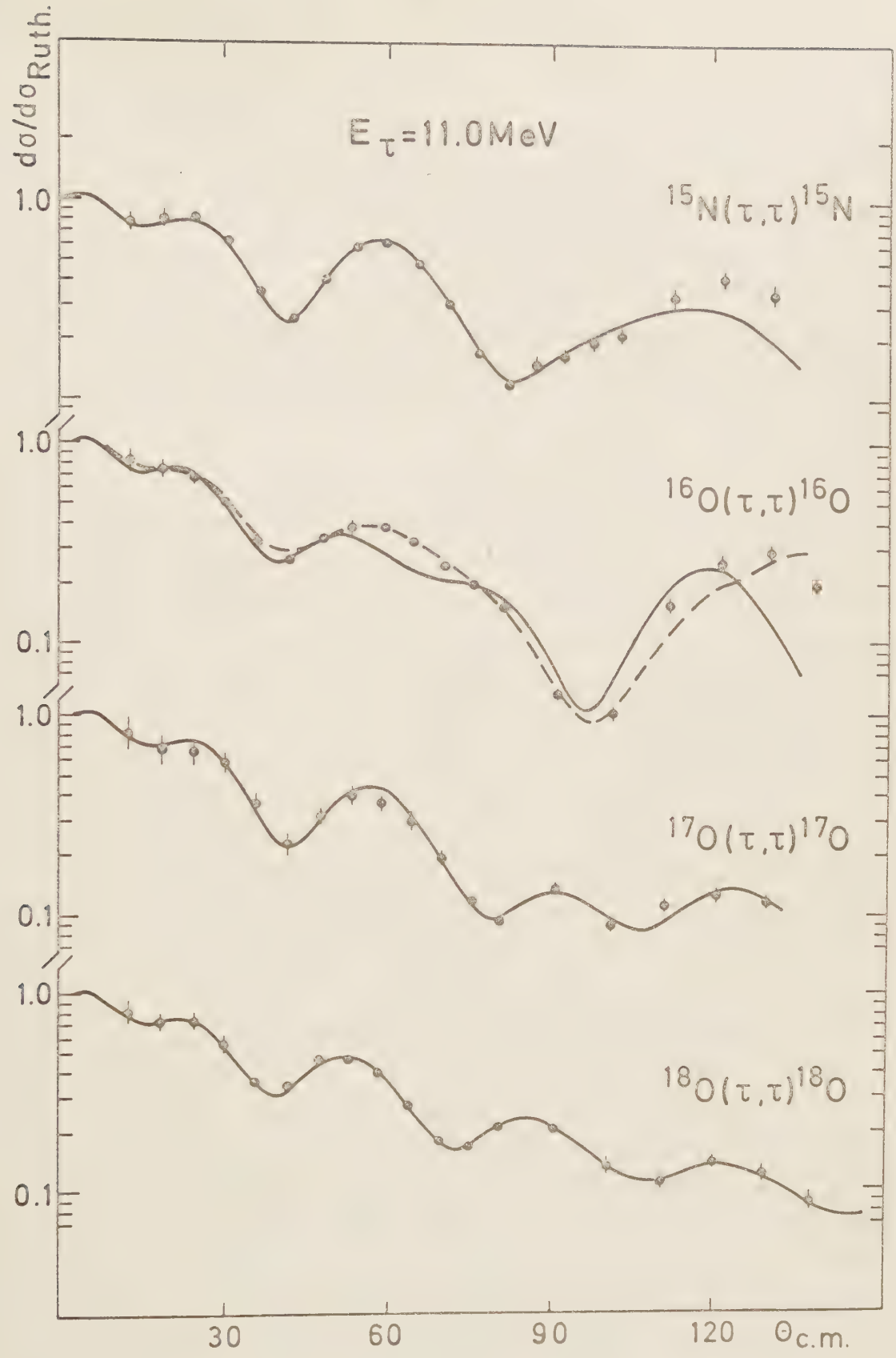

Abb. 2: Winkelverteilungen der elastischen Streuung von ^{3}He-Teilchen mit einer Energie von 11.0 MeV an den Kernen ^{15}N, ^{16}O, ^{17}O und ^{18}O, dividiert durch den jeweiligen Rutherfordwirkungsquerschnitt. Die Fehlerbalken setzen sich aus den statistischen Fehlern und den Unsicherheiten der Untergrundsubtraktion und eventueller Linienentfaltung zusammen. Sind keine Fehlerbalken eingezeichnet, ist die Unsicherheit kleiner als der Punktdurchmesser. Die eingezeichneten Kurven sind mit Hilfe des optischen Potentials berechnete Wirkungsquerschnitte (siehe Text).

^{16}O-Anteile aus der Streuung am ^{18}O-Target durch Anpassung der beiden Messungen bei großen Winkeln abgezogen werden. Mit Hilfe dieser beiden Winkelverteilungen war es schließlich möglich, auch die Streuung am ^{17}O zu isolieren. Natürlich nimmt durch diese Methode die Unsicherheit der Meßpunkte in der Reihenfolge ^{16}O, ^{18}O, ^{17}O zu. So beträgt der Fehler bei der Streuung am ^{17}O unter 10° fast $\pm$ 20 %.

Aus den so erhaltenen Werten ergeben sich, nach Umrechnung ins Schwerpunktsystem, die experimentellen Winkelverteilungen. Sie sind noch durch den jeweiligen Rutherfordwirkungsquerschnitt dividiert, in Abb. 2 dargestellt. Die durchgezeichneten Kurven sind nach dem optischen Modell berechnete Winkelverteilungen (siehe Abschnitt 5.2). Die Ergebnisse der Streuung am ^{16}O stimmen sehr gut mit den Anregungsfunktionen für die entsprechenden Winkel von Bray und Nurzinsky[14] überein. Die Werte für die ^{18}O-Messung sind bei den meisten Winkeln konsistent mit der Winkelverteilung der ebenfalls bei 11.0 MeV an ^{18}O gestreuten ^{3}He-Teilchen von Green und Mitarbeitern[15].

4.2 Die Reaktionen $^{15}N(\tau,d)$ und $^{15}N(\tau,\alpha)$

Mit der oben beschriebenen Apparatur wurde mit Zählerteleskopen ebenfalls bei einer Einschußenergie von 11.0 MeV die Winkelverteilung der Deuteronen und Alphateilchen aus den Reaktionen $^{15}N(\tau,d)^{16}O$ bzw. $^{15}N(\tau,\alpha)^{14}N$ aufgenommen. In Abbildung 3 ist ein Beispiel für ein Deuteronen-, Alphateilchen- und auch ^{3}He-Teilchenspektrum gezeigt. Die Winkelschritte wurden wie bei den elastischen Streuungen gewählt. Deuteronen, Alphateilchen und auch die elastisch gestreuten ^{3}He-Teilchen wurden gleichzeitig in jeweils 1024 Kanälen eines 4096-Kanal-Impulshöhenanalysators gespeichert. Durch Anpassung einiger

Meßpunkte

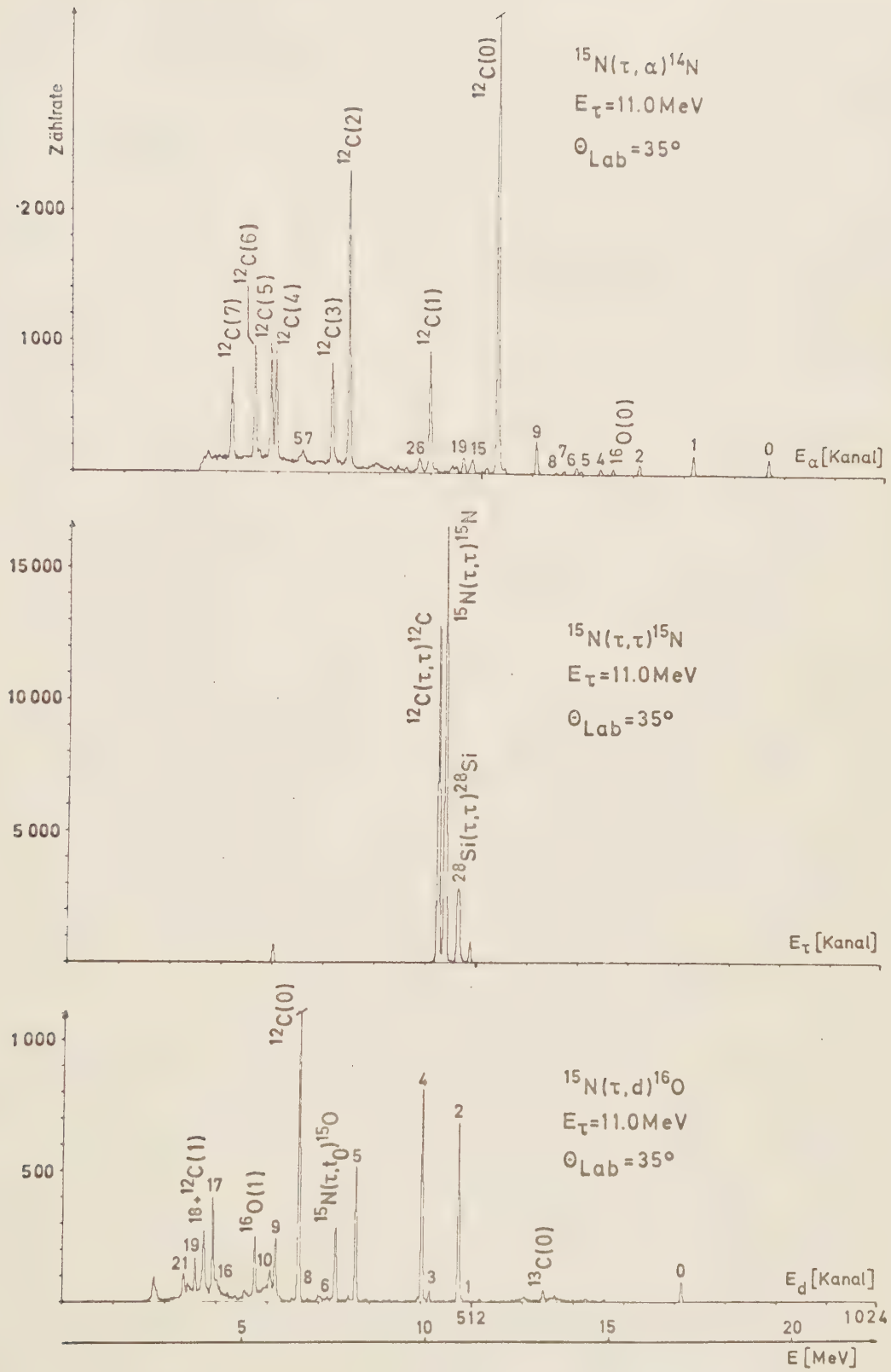

Abb. 3: Die Abbildung zeigt je ein Alphateilchen, ^{3}He-Teilchen und Deuteronenspektrum der Reaktionen $^{15}N(\tau,\alpha)^{14}N$, $^{15}N(\tau,\tau)^{15}N$ und $^{15}N(\tau,d)^{16}O$ bei einer ^{3}He-Energie von 11 MeV, aufgenommen unter dem Winkel von 35° relativ zur Strahlrichtung. Die Linien sind mit den Nummern der Zustände des jeweiligen Endkerns bezeichnet. Siehe dazu für ^{16}O Tabelle I und für ^{14}N Tabelle XII. Linien aus Reaktionen an Targetverunreinigungen sind zusätzlich mit dem entsprechenden Symbol des Elementes gekennzeichnet.

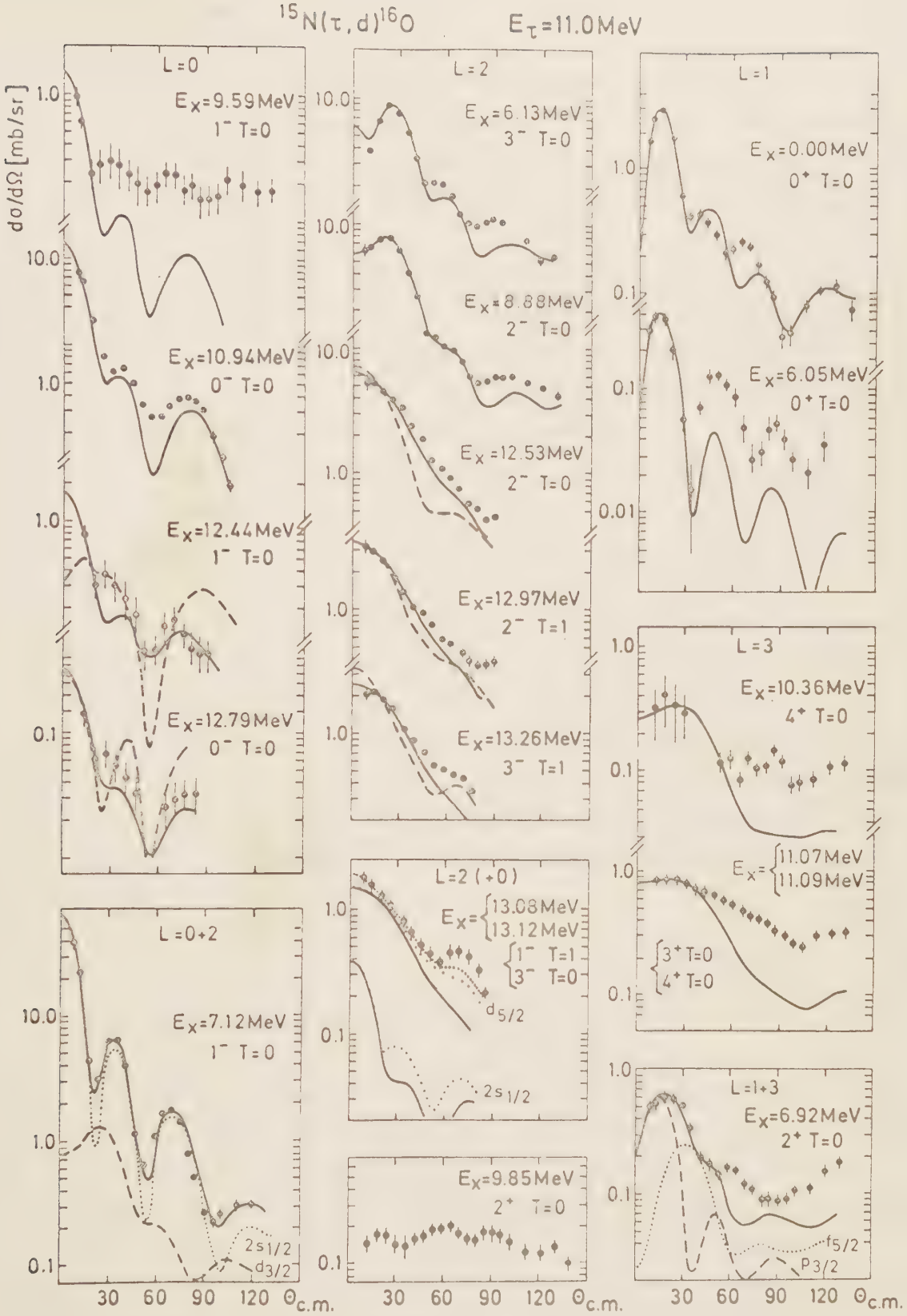

Abb. 4: Winkelverteilungen der Deuteronen aus Übergängen der Reaktion $^{15}N(\tau,d)^{16}O$, E_τ = 11.0 MeV. Die Fehler sind, wenn nicht anders angegeben, kleiner als die Punktdurchmesser. Die eingezeichneten Kurven sind die dazugehörigen DWBA-Winkelverteilungen. Die fünf gestrichelten Kurven bei den Übergängen mit reinem L = 0 und L = 2 zu den ungebundenen Zuständen (E_X > 12.1 MeV) entsprechen den DWBA-Rechnungen von Cole et al.[19] nach der Methode der "pseudo-gebundenen" Zustände.

für die elastische Streuung an die absolut gemessene vollständige Winkelverteilung der elastischen Streuung (siehe Abschnitt 4.1) konnten die Zählraten der (τ,d)- und (τ,α)-Reaktion direkt in (mb/sr) umgerechnet werden.

Die Auswertung erfolgte analog wie bei der elastischen Streuung. Störlinien von den jeweiligen Reaktionen am ^{12}C und an geringfügigen Verunreinigungen wie ^{28}Si (vermutlich vom Silikonöl der Aufdampfanlage) und ^{16}O wurden, soweit möglich, graphisch abgezogen.
Die so erhaltenen experimentellen Winkelverteilungen sind, nach ℓ-Werten geordnet, in Abb. 4 für die Deuteronenübergänge aus der Reaktion $^{15}N(\tau,d)^{16}O$ und in Abb. 12 (siehe Anhang 7.4) für die α-Teilchen aus der Reaktion $^{15}N(\tau,\alpha)^{14}N$ gezeichnet. Alle eingezeichneten Fehlerbalken setzen sich aus den statistischen Fehlern, den Unsicherheiten bei der Subtraktion des Untergrundes und eventueller Störlinien zusammen. Sind keine Fehlerbalken angegeben, so ist die Unsicherheit kleiner als der Punktdurchmesser. Die ausgezeichneten und gestrichelten Kurven sind die nach der DWBA-Theorie berechneten Winkelverteilungen (siehe Abschnitt 5.3).

4.3 Die Reaktion $^{17}O(\tau,\alpha)^{16}O$

Die α-Teilchen der Reaktion $^{17}O(\tau,\alpha)^{16}O$ wurden, wie schon oben beschrieben, nur mit einfachen Halbleiterdetektoren geeigneter Tiefe nachgewiesen. Sie wurden in 2048 Kanälen eines VKA registriert. Leider enthielt das WO_3-Target auch 17 % ^{18}O. Der Q-Wert der Reaktion $^{18}O(\tau,\alpha)^{17}O$ ist ebenfalls sehr hoch (12.5 MeV), und die Niveaudichte im Endkern ^{17}O ist recht groß. Es treten daher im Spektrum der Reaktion $^{17}O(\tau,\alpha)^{16}O$ viele Störlinien aus dieser Reaktion am ^{18}O auf, die nicht durch graphische Entfaltung eliminiert werden können. Deshalb wurde bei jeder Winkelstellung mit dem fast reinen ^{18}O-Target auch das $^{18}O(\tau,\alpha)$-Spektrum aufgenommen. In Abb. 5 sind als Beispiel je ein $^{17}O(\tau,\alpha)$- und $^{18}O(\tau,\alpha)$-Spektrum

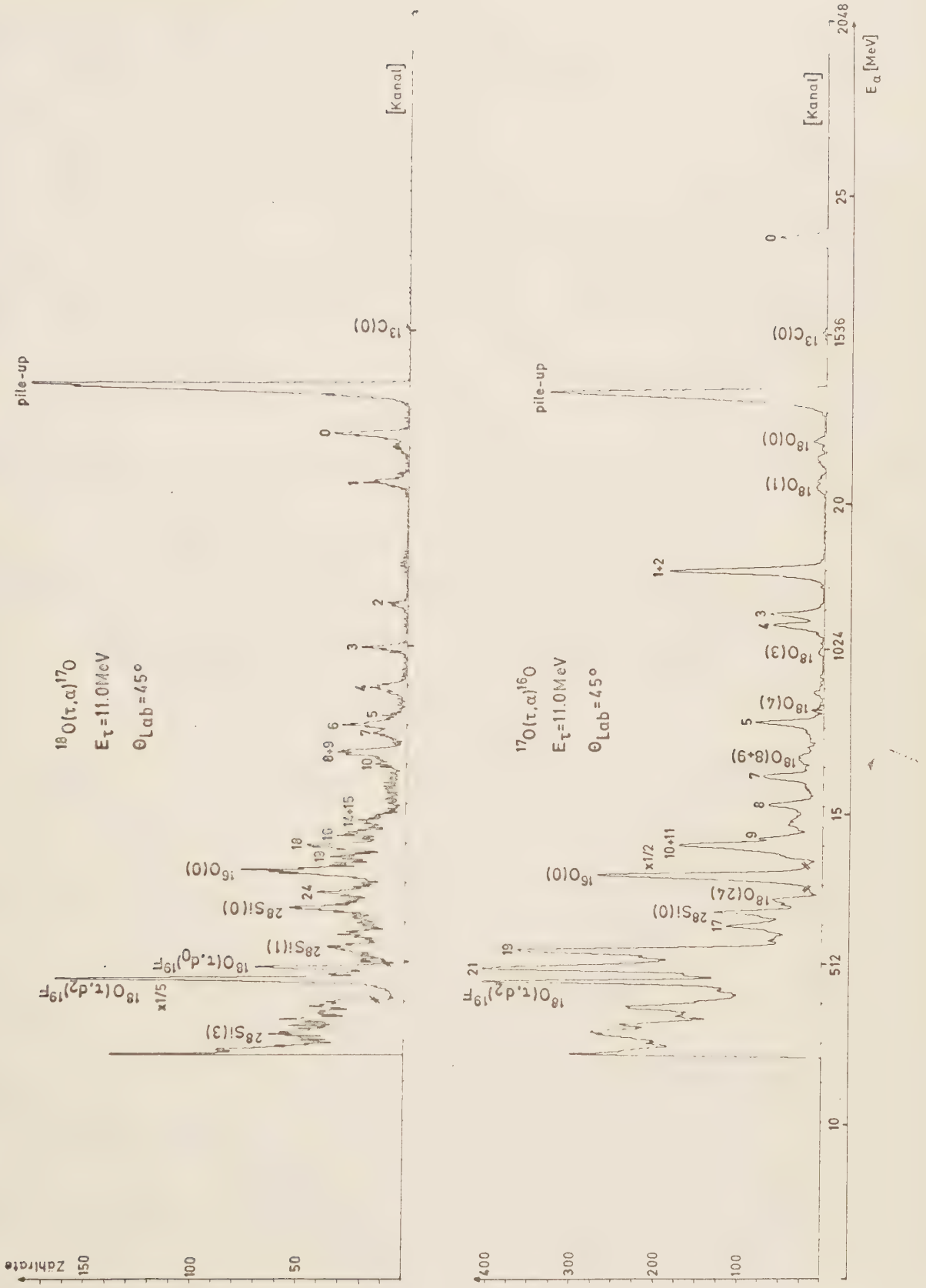

Abb. 5: Spektren von Alphateilchen aus den Reaktionen $^{17}O(\tau,\alpha)^{16}O$ und $^{18}O(\tau,\alpha)^{17}O$, E_τ = 11.0 MeV, aufgenommen unter dem Winkel von 45° relativ zur Strahlrichtung. Die Linien sind mit den Nummern der Zustände des jeweiligen Endkerns bezeichnet (siehe Tabelle I). Linien aus anderen Reaktionen sind gesondert gekennzeichnet mit dem Symbol des jeweiligen Elementes.

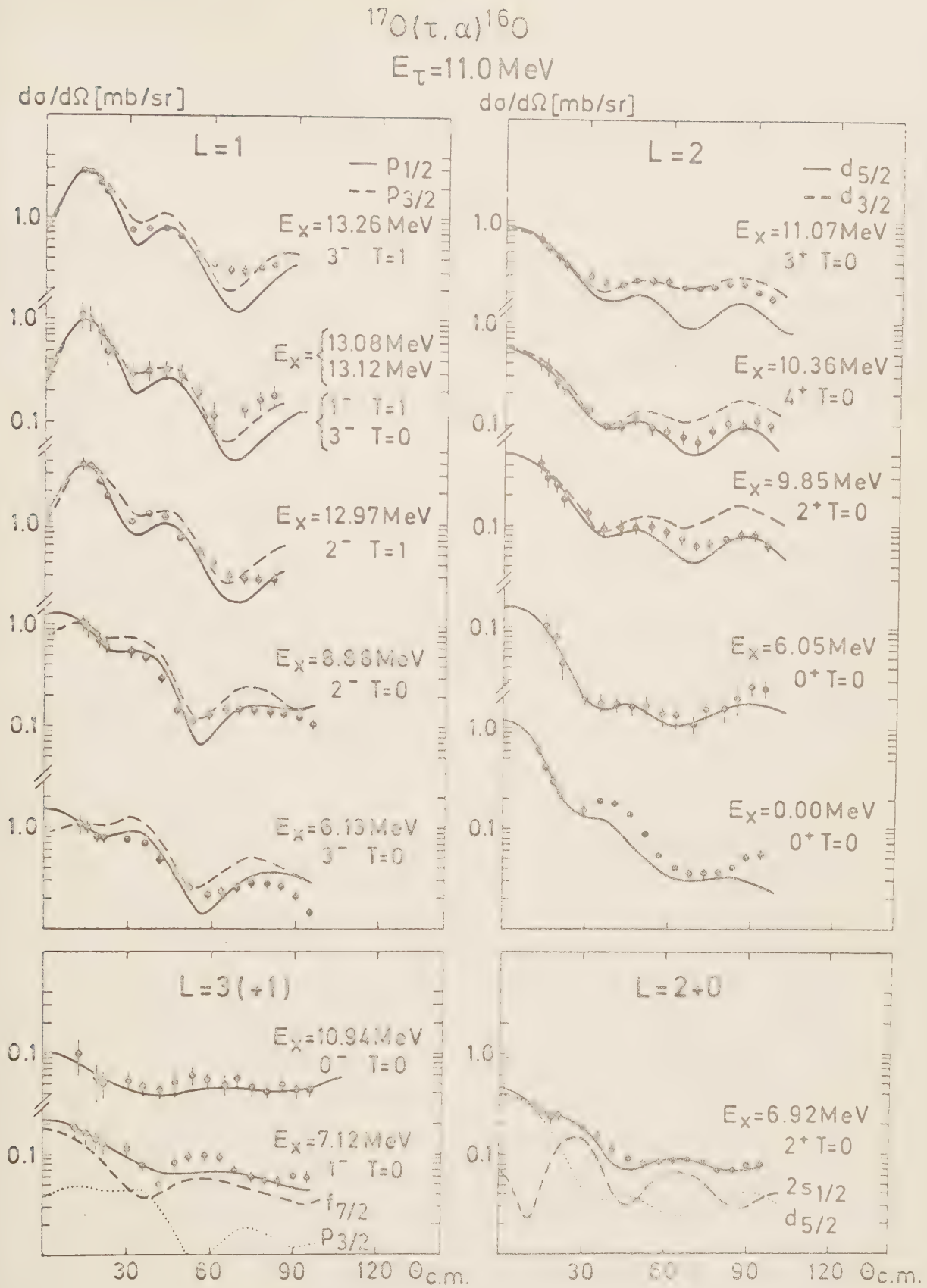

Abb. 6: Winkelverteilungen der Alphateilchen aus Übergängen der Reaktion $^{17}O(\tau,\alpha)^{16}O$, E_τ = 11.0 MeV. Die Fehler sind, wenn nicht anders angegeben, kleiner als die Punktdurchmesser. Die eingezeichneten Kurven sind die dazugehörigen DWBA-Winkelverteilungen.

bei gleichen Winkeln gezeichnet. Die Linien der Übergänge aus der Reaktion $^{18}O(\tau,\alpha)^{17}O$ zum Grundzustand und zum ersten und dritten angeregten Zustand in ^{17}O stehen im $^{17}O(\tau,\alpha)$-Spektrum völlig frei (siehe Abb. 5). Sie dienten zur Anpassung der beiden jeweiligen Spektren. Mit dem so gewonnenen Anpassungsfaktor wurde das ganze $^{18}O(\tau,\alpha)$-Spektrum gewichtet. Die Inhalte störender Linien konnten nun direkt von den jeweiligen Summenlinien im $^{17}O(\tau,\alpha)$-Spektrum abgezogen werden.

Für die im Target zu 20 % enthaltene ^{16}O-Verunreinigung war diese Prozedur nicht nötig, da der Q-Wert der Reaktion $^{16}O(\tau,\alpha)^{15}O$ nur 4.9 MeV beträgt. Damit fällt nur der Grundzustandsübergang zum ^{15}O in den untersuchten Energiebereich von $E_\alpha > 11$ MeV. Diese Linie störte im allgemeinen nicht, außerdem ist die Winkelverteilung dieses Überganges in meiner Diplomarbeit[12] bei der gleichen Einschußenergie vermessen worden, so daß in kritischen Fällen eine Subtraktion möglich war. Das gleiche gilt auch für Störlinien aus der Reaktion $^{12}C(\tau,\alpha)^{11}C$. Aus den so gewonnenen reinen Spektren der Reaktion $^{17}O(\tau,\alpha)^{16}O$ ergeben sich, nach Umrechnung der Zählraten ins Schwerpunktsystem, die Winkelverteilungen der Übergänge in die verschiedenen Zustände von ^{16}O. Sie sind in Abb. 6, nach ℓ-Werten geordnet, dargestellt. Die Absoluteichung der Wirkungsquerschnitte wurde wieder, analog wie bei den zwei oben beschriebenen Reaktionen, über die gleichzeitig mitgemessene elastische Streuung gewonnen. Alle in Abb. 6 eingezeichneten Fehlerbalken setzen sich aus den statistischen Fehlern und den Unsicherheiten bei der Subtraktion des Untergrundes und eventueller Störlinien zusammen. Sind keine Fehlerbalken angegeben, so ist die Unsicherheit kleiner als der Punktdurchmesser. Die eingezeichneten Kurven sind wieder die nach der DWBA-Theorie berechneten Winkelverteilungen (siehe Abschnitt 5.3).

5 Analyse

5.1 Abriß der DWBA-Methode

Mit der DWBA-Theorie (Distorted Wave Born Approximation)[16] lassen sich differentielle Wirkungsquerschnitte für Transferreaktionen berechnen. Der Gesamtwirkungsquerschnitt kann bei den Näherungen dieser Theorie in mehrere Faktoren aufgespalten werden:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta) = R \cdot N \cdot \Sigma\, S_{\ell j} \cdot \sigma_{\ell j}^{DWBA}(\Theta, E, E_B)$$

Dabei enthält der spektroskopische Faktor $S_{\ell j}$ die kernspektroskopische Information, während die Funktion $\sigma_{\ell j}^{DWBA}$ den Reaktionsmechanismus beschreibt. Die Normierungskonstante N berechnet sich aus dem Überlapp der Wellenfunktionen der an der Reaktion beteiligten leichten Teilchen. R setzt sich aus allgemeinen Konstanten und Spin- und Isospinkopplungsgrößen zusammen, soweit diese in dem jeweils benutzten Programm nicht bereits im berechneten $\sigma_{\ell j}^{DWBA}$ enthalten sind.
Dabei ist:

Θ: der Winkel zwischen einlaufenden und auslaufenden Teilchen im Schwerpunktsystem

E: die Einschußenergie

E_B: die Bindungsenergie des übertragenen Teilchens relativ zum Rumpf.

Im folgenden soll eine kurze Definition der einzelnen Größen gegeben werden, detaillierte Darstellungen sind nachzulesen unter anderem bei Satchler[16] oder Santo[52]. Es sollen direkte Reaktionen der Form A + a → B + b behandelt werden, wobei a = b + x. (Zum Beispiel (^{3}He,d)-Reaktion: a = ^{3}He, b = d, x = p. Für die Umkehr - Reaktion B(b,a)A, das heißt für Pick-up Reaktionen, gilt

das hier gesagte sinngemäß, da die Wirkungsquerschnitte der beiden Reaktionstypen über das detaillierte Gleichgewicht miteinander verknüpft sind.)

Der spektroskopische Faktor berechnet sich gemäß:

$$S \simeq \left| \langle B | [|x\rangle \, |A\rangle] \right|^2 ,$$

das heißt, er mißt, inwieweit der Endzustand B aus dem Anfangszustand A und einem daran angekoppelten Teilchen x besteht. Die Vektorkopplung ist in obiger Formel durch die eckige Klammer symbolisiert. Das angekoppelte Teilchen (Proton oder Neutron) wird dabei durch eine Einteilchenwellenfunktion $|x\rangle = \psi_{n\ell j}$ mit festem Bahn- und Gesamtdrehimpuls ℓ und j beschrieben. Der Rumpf A soll nicht weiter durch Wechselwirkungen verändert werden.

Der DWBA-Wirkungsquerschnitt läßt sich schreiben

$$\sigma_{\ell j}^{DWBA} \simeq \sum_m |\beta_{\ell j m}|^2 .$$

Dabei ist $\beta_{\ell j m}$ das Überlappintegral der Wellenfunktionen der ein- und auslaufenden Teilchen a und b sowie der Wellenfunktion $\psi_{n\ell j}$ des übertragenen Teilchens mit den Quantenzahlen n,ℓ,j,m. Entwickelt man die Wellenfunktionen von a und b nach Partialwellen mit den Indizes L_a, L_b und spaltet $\psi_{n\ell j}$ (durch Einführung der "zero-range" Näherung) in einen Radialanteil $U_{n\ell j}$, den sogenannten Formfaktor, und einem Winkelanteil auf, so bleiben als wesentliche Größen Integrale $f_{L_b, L_a, J_b, J_a}^{\ell j}$ zu berechnen. Sie stellen den Überlapp der Radialanteile der einzelnen Partialwellen mit dem Radialteil $U_{n\ell j}$ der Einteilchenwellenfunktion $\psi_{n\ell j}$ dar. Die Winkelanteile sind Summen über Produkte von Kugelfunktionen.

Als Wellenfunktionen von a und b werden elastische Streuwellen von a an A bzw. b an B benutzt. Sie sind Lösungen der Schrödingergleichung für elastische Streuung mit dem optischen Potential U(r) (siehe dazu 5.1.1).

5.1.1 DWBA-Rechnungen und optische Potentiale

Alle DWBA-Rechnungen wurden mit dem Programm DWUCK[17] durchgeführt. Zur Bestimmung der elastischen Streuwellen im Eingangs- und Ausgangskanal wurde folgende Parametrisierung des optischen Potentials benutzt

$$U(r) = \underset{\text{Coul.}}{V(r)} + \underset{\text{Real}}{V(r)} + \underset{\text{Jm}}{W(r)} + V_{s.o.}(r)$$

Dabei wurden in Anlehnung an andere Autoren[23,24,25] folgende Potentialformen gewählt:

1. Coulombpotential

$$\underset{\text{Coul}}{V(r)} = \frac{Z_p}{2} \cdot \frac{Z_T}{R_c} \cdot \left(3-\left(\frac{r}{R_c}\right)^2\right) \qquad \text{für } r \leq R_c$$

$$\frac{Z_p \cdot Z_T}{r} \qquad \text{für } r > R_c$$

mit $R_{oc} = r_{oc} \cdot A^{1/3}$

2. Realteil des Potentials

$\underset{\text{Real}}{V(r)} = - V_o \cdot f(x)$ mit der Saxon-Woods-Form

$$f(x) = \frac{1}{1+e^x}, \text{ wobei } x = \frac{r-R}{a} \text{ und } R = r_o A^{1/3}$$

3. Imaginärteil des Potentials

a) für τ- und α-Teilchen:

Volumenpotential: $W_{Jm}(r) = -iW_{vol} \cdot f(x')$; $f(x')$ wie oben

b) für Deuteronen:

Oberflächenpotential: $W_{Jm}(r) = iW_D \cdot \frac{d}{dx'} f(x')$

4. Spin-Bahn-Potential

$$V_{s.o.}(r) = V_{s.o} \cdot (\frac{\hbar}{m_\pi C})^2 \cdot (\vec{L}\cdot\vec{s}) \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(x)$$

Die in den Formeln auftretenden Größen sind:

Z_p, Z_T:	Ladung des gestreuten Teilchens bzw. des Targetkerns
r_o, r_{oc}:	Kern- bzw. Coulombradiusparameter
a:	Potentialunschärfeparameter (diffuseness)
m_π, M_p:	Masse des Pions bzw. Protons
$\lambda_{s.o.}$:	der "Thomas-Term Faktor", der die relative Stärke der Spin-Bahn-Kopplung mißt. $\lambda_{s.o.} = 25$

Die Einteilchenwellenfunktion $U_{n\ell j}$ soll asymptotisch, das heißt außerhalb des Kernpotentials, wie eine freie Lösung zum Drehimpuls ℓ abfallen. Dieser Abfall im Außenraum wird von der Bindungsenergie E_B bestimmt. Diese Bindungsenergie ist für eine Protonen-Stripping-reaktion gegeben zu:

$E_B = |Q_o(\gamma,p)| - E_x$ Dabei ist $Q_o(\gamma,p)$ die Schwellenenergie für den (γ,p)-Prozeß am Endkern und E_x die Anregungsenergie im Endkern.

Analog gilt für Neutronen-Pick-up-Reaktionen:

$E_B = |Q_o(\gamma,n)| + E_x$ Dabei ist $Q_o(\gamma,n)$ die Schwellenenergie für den (γ,n)-Prozeß am Targetkern. Die Schwellenenergie ist dem Tabellenwerk von Mattauch und Thiele[18] entnommen.

Zur Bestimmung von $\psi_{n\ell j}$ bzw. des Radialanteils $U_{n\ell j}$ gibt man nun E_B nach den experimentellen Bedingungen vor und variiert bei gegebenen geometrischen Parametern r_o und a eines Woods-Saxon-Potentials der Form

$$U(r) = U_{Coul}(r) - V_o\left[f(x)+(\vec{L}\cdot\vec{s})\cdot\lambda_{s.o}\cdot 2\left(\frac{\hbar}{2M_p c}\right)^2 \frac{1}{r}\frac{d}{dr} f(x)\right],$$

wobei wieder $f(x) = (1+\exp\frac{r-R}{a})^{-1}$ und $R = r_o A^{1/3}$,

die Tiefe V_o durch Iteration solange, bis E_B Eigenwert der Schrödingergleichung wird.

5.1.2 Berechnung von σ^{DWBA} bei Stripping zu ungebundenen Zuständen

Strippingreaktionen können in Zustände führen, die instabil sind gegenüber Emission des eingebauten Teilchens. Das sind alle Zustände mit einer Anregungsenergie $E_x \geq Q_o(\gamma,p)$. Bei der (τ,d)-Reaktion bedeutet das folgendes Schema:

$$A + \tau \rightarrow d + B^* \searrow p + A$$

Im ^{16}O liegt die Schwelle für Protonenzerfall (das heißt, $E_B = 0$) bei 12.126 MeV. Für Übergänge zu Zuständen, die oberhalb dieser Anregungsenergie liegen, kann

man mit den einfachen DWBA-Programmen keine Wirkungsquerschnitte berechnen, da sich für das übertragene Teilchen keine gebundene Wellenfunktion als Formfaktor bestimmen läßt. Will man die Zustände trotzdem untersuchen, muß man sich auf andere Art und Weise einen DWBA-Wirkungsquerschnitt verschaffen. Im folgenden sollen hier zwei Möglichkeiten beschrieben werden:

A. Die Methode der Extrapolation
Die experimentellen Winkelverteilungen zeigen im angegebenen Bereich keine markanten Änderungen in Form und Stärke, verglichen mit den entsprechenden Winkelverteilungen von Übergängen dicht unterhalb von $E_B = 0$. Man kann also sicher einen stetigen Verlauf des DWBA-Wirkungsquerschnittes als Funktion der Bindungsenergie erwarten. Das legt eine Extrapolation in das nicht berechenbare Gebiet nahe.
Man führt also Rechnungen durch für eine Serie von angenommenen Zuständen mit den entsprechenden Spins und Paritäten, deren Anregungsenergien unterhalb der Schwelle für Protonenzerfall liegen und sich dieser annähern. Trägt man nun die Werte des maximalen Wirkungsquerschnittes über der Anregungs- bzw. Bindungsenergie auf, so ergibt sich eine Kurve, die man stetig in den ungebundenen Energiebereich fortsetzen kann.

B. Methode der "Pseudo-gebundenen" Zustände
Die Methode der "Pseudo-gebundenen" Zustände ist kürzlich von B. J. Cole, R. Huby und J. R. Mines[19] entwickelt worden. Die Methode ist mathematisch ähnlich der normalen Berechnung der Wellenfunktion für ein gebundenes Teilchen. Statt dieser Wellenfunktion wird aber die Wellenfunktion eingesetzt,die die resonante Streuung des übertragenen Teilchens am Targetkern A beschreibt. Dazu wird folgende Methode benutzt.

Die Tiefe V_o eines reellen Saxon-Woods-Potentials wird iterativ variiert, bis sich eine Resonanz in der ℓ-ten Partialwelle bei der experimentell beobachteten Energie des untersuchten Zustandes ergibt. Dabei ist ℓ der Drehimpuls des übertragenen Teilchens. Liegt der ungebundene Zustand nicht zu weit von der Schwelle entfernt, dann hat die resonante Streuwelle eine große Amplitude innerhalb des Kernes und ähnelt dort einer gebundenen Wellenfunktion. Außerhalb des Kernes fällt sie mehr oder weniger stark ab, und zwar um so stärker, je größer der Wert von ℓ ist. Praktisch ist damit der überwiegende Beitrag der Wellenfunktion im Bereich des Kernes konzentriert. Trotzdem würde eine Integration über den ganzen Raum zur Divergenz führen. Um die Integration über diese Funktion ausführen zu können, wird sie in der Gegend des ersten Knotens außerhalb des Kernes durch einen Dämpfungsfaktor stetig abgeschnitten. Der Rest wird dann auf eins normiert und statt der gebundenen Wellenfunktion als Formfaktor in die übliche DWBA-Rechnung eingesetzt.

Die starke Dämpfung der Wellenfunktion im Außenraum wird im wesentlichen durch die Coulomb- und Drehimpulsbarriere bewirkt. Man kann also nicht erwarten, daß diese Methode gute Resultate liefert für Zustände, die weit oberhalb der Bindungsenergiegrenze liegen. Das gilt besonders für Niveaus, die durch den Übertrag eines Teilchens mit dem Drehimpuls $\ell = 0$ erreicht werden, da hier zusätzlich die Drehimpulsbarriere fehlt.

Andere (zum Teil exaktere) Methoden sind ferner beschrieben worden von J. Bang und J. Zimanyi[53], H. T. Fortune und C. M. Vincent[39], T. Berggren[55], R. Lipperheide[56] und anderen. Für diese Methoden standen hier jedoch keine Programme zur Verfügung.

5.1.3 Extraktion der spektroskopischen Faktoren

5.1.3.1 Stripping-Reaktion

Bei Stripping-Reaktionen ergibt sich die Endformel für die experimentelle Bestimmung des spektroskopischen Faktors $S_{\ell j}$ bzw. $C^2 \cdot S_{\ell j}$ zu [16]:

$$\sigma_{exp}(\Theta) = N \cdot C^2 \cdot \frac{2J_f+1}{2J_i+1} \sum_{\ell,j} S_{\ell j} \, \sigma_{\ell j}^{DWBA}(\Theta)$$

Dabei ist:

J_i, J_f	der Spin des Targetgrundzustands bzw. der Spin des jeweiligen Niveaus im Endkern.
C^2	der Isospinkopplungs-Koeffizient.
N	die Normierungskonstante für die jeweilige Strippingreaktion.

Für die (τ,d)-Reaktion wurde der von Bassel[26] unter Verwendung von Hulthèn- bzw. Irving-Gunn-Wellenfunktionen für das Deuteron und ^{3}He-Teilchen berechnete Wert für N = 4.42 benutzt. Neuere Rechnungen mit exakteren Wellenfunktionen liefern ähnliche Werte.[57]
Die berechnete Winkelverteilung wird im Bereich der größten Werte bei Vorwärtswinkeln an die Meßpunkte angepaßt. Aus dem Verhältnis von σ_{exp} zu σ^{DWBA} im Strippingmaximum ergibt sich nach obiger Formel der spektroskopische Faktor des untersuchten Überganges.

5.1.3.2 Pick-up-Reaktion

Bei Pick-up-Reaktionen hat die Formel zur Bestimmung der spektroskopischen Faktoren folgende Form[16]

$$\sigma_{exp}(\Theta) = N \cdot C^2 \sum_{\ell,j} S_{\ell j} \, \sigma_{\ell j}^{DWBA}(\Theta)$$

Zur Ermittlung absoluter spektroskopischer Faktoren ist die Kenntnis der Normierungskonstanten N nötig. Für die (τ,α)-Reaktion ist N leider nicht sicher bekannt, da die Wellenfunktion des α-Teilchens schon zu kompliziert ist. Je nach Ansatz ergeben die Rechnungen in der Literatur für N Werte zwischen 2 und 60. (Siehe zum Beispiel die kürzlich erschienene Arbeit von Lim[27]. Aus der dort angegebenen Tabelle für experimentell bestimmte Werte für N ersieht man, daß auch diese zwischen 17 und 40 variieren.)

Neuere Rechnungen Bassels[28] ergeben den Wert N = 17. Eine kürzlich veröffentlichte Arbeit einer Heidelberger Gruppe[29] erhält aus Subcoulombmessungen und theoretischen Überlegungen einen ähnlichen Wert N ≈ 19. Diese unklare Situation wird weiter kompliziert durch ein spezielles Problem bei der Interpretation einer (τ,α)-Reaktion, nämlich die mögliche Beimischung von "α-Cluster Substitution" in der Übergangsamplitude, insbesondere offenbar, wenn Target und Endkern entsprechende Clusterstrukturen besitzen[12,13]. Im vorliegenden Fall ^{17}O wären solche Effekte nicht zu erwarten. Zur Kontrolle wurde jedoch für den ähnlichen Fall ^{15}N die Reaktion $^{15}N(\tau,\alpha)^{14}N$ mit der parallelen Reaktion $^{15}N(p,d)^{14}N$ [30] verglichen. Dies ist detailliert in Anhang 7.4 geschildert. Es ergibt sich, daß die (τ,α)-Reaktion im allgemeinen für spektroskopische Untersuchungen geeignet zu sein scheint. Für die Normierungskonstante ergibt sich dabei, in Übereinstimmung mit der Rechnung von Bassel[28], ein Wert von etwa N = 17. Es können also auch mit der (τ,α)-Reaktion absolute spektroskopische Faktoren bestimmt werden. (Sie werden analog wie bei der Strippingreaktion ermittelt.)

5.2 Bestimmung der Parameter für die optischen Potentiale

5.2.1 Eingangskanäle

Die Parameter für die Eingangsknaäle wurden aus der elastischen ^{3}He-Streuung an dem jeweiligen Targetkern ermittelt. Dazu wurden mit dem Suchprogramm JIB3RD[20] die elastischen Streuungen mit Hilfe eines optischen Potentials berechnet. Die Form dieses Potentials ist die gleiche wie im DWBA-Programm DWUCK.[+)]

Die Parameter V_o, r_o, a, W_{vol}, r', a' wurden variiert, um eine möglichst gute Übereinstimmung der Rechnungen mit den experimentellen Punkten zu erhalten. Dazu wurde zuerst jeder Parameter einzeln variiert, dann alle möglichen Paare von Parametern gebildet und diese dann simultan variiert. Dabei wurden vom Programm die Änderungen der Parameter so gewählt, daß folgende Funktion minimalisiert wird:

$$\chi^2 = N^{-1} \sum_{i=1\ldots N} \left[(\sigma_{exp}(\theta_i) - \sigma_{JiB}(\theta_i)) / \Delta\sigma_{exp}(\theta_i) \right]^2$$

wobei N die Anzahl der Meßpunkte ist, σ_{exp} und σ_{JiB} die experimentellen bzw. berechneten Wirkungsquerschnitte sind, und $\Delta\sigma_{exp}$ der Fehler des jeweiligen gemessenen Wertes ist.

+) Die Spin-Bahn-Terme der von den Programmen DWUCK bzw. JIB3RD benutzten Potentiale unterscheiden sich um einen spinabhängigen Faktor n, da im JIB3RD das Produkt aus $\vec{L}$ und $\vec{\sigma}$ statt $\vec{L} \cdot \vec{s}$ wie im Programm DWUCK benutzt wird, das heißt, für Teilchen mit dem Spin 1/2 gilt: $V_{s.o.}(\text{DWUCK}) = 2 \cdot V_{s.o.}(\text{JIB3RD})$.

Die einzige Bedingung, die bei der Parametersuche gefordert wurde, war die Vorschrift, daß für ein aus N Nukleonen bestehendes Teilchen das Potential eine Tiefe von $V_o^N \approx N \cdot 50$ MeV haben sollte, das heißt, $V_o^d \approx 100$ MeV, $V_o^\tau \approx 150$ MeV, $V_o^\alpha \approx 200$ MeV.
Erfüllen die Potentiale aller an der Reaktion beteiligten Teilchen diese Bedingung, dann hat die in allen hier untersuchten Reaktionen mehr oder weniger auftretende Drehimpulsfehlanpassung[21] nach einer Arbeit von Stock[22] die geringste Auswirkung.

Tabelle II: Parameter der optischen Potentiale für elastische Streuung von ^{3}He-Teilchen mit einer Energie von 11.0 MeV. Satz a - d) Ergebnisse des Suchprogramms JIB3RD[20] mit der Nebenbedingung $V_o \approx 150$ MeV.
e) ohne diese Bedingung

Satz	Target	V_o	r_o	a	W_{vol}	r'	a'	χ^2
a)	^{15}N	168.55	1.250	0.6092	12.96	1.718	0.6259	3.6
b)	^{16}O	168.50	1.117	0.7462	8.45	1.948	0.9257	33.0
c)	^{17}O	166.30	1.153	0.6939	14.71	1.675	0.5623	1.3
d)	^{18}O	164.87	1.156	0.6943	20.13	1.711	0.6339	0.5
e)	^{16}O	517.3	0.417	0.7679	4.91	2.21	0.8533	4.2

a - e: $V_{s.o.} = 7.45$, $r_{s.o.} = r_{coul} = 1.3$, $a_{s.o.} = 0.6$

Die so gefundenen Parameter für die elastische ^{3}He-Streuung an den Targetkernen mit den Massen 15 - 18 sind in Tabelle II zusammengestellt. Die Parameter sind für alle Kerne recht ähnlich und liefern kleine Werte für χ^2. Nur im Fall von ^{16}O stimmt die Rechnung weniger gut mit dem Experiment überein (siehe die eingezeichnete Kurve in Abb. 2). Will man auch für die Streuung

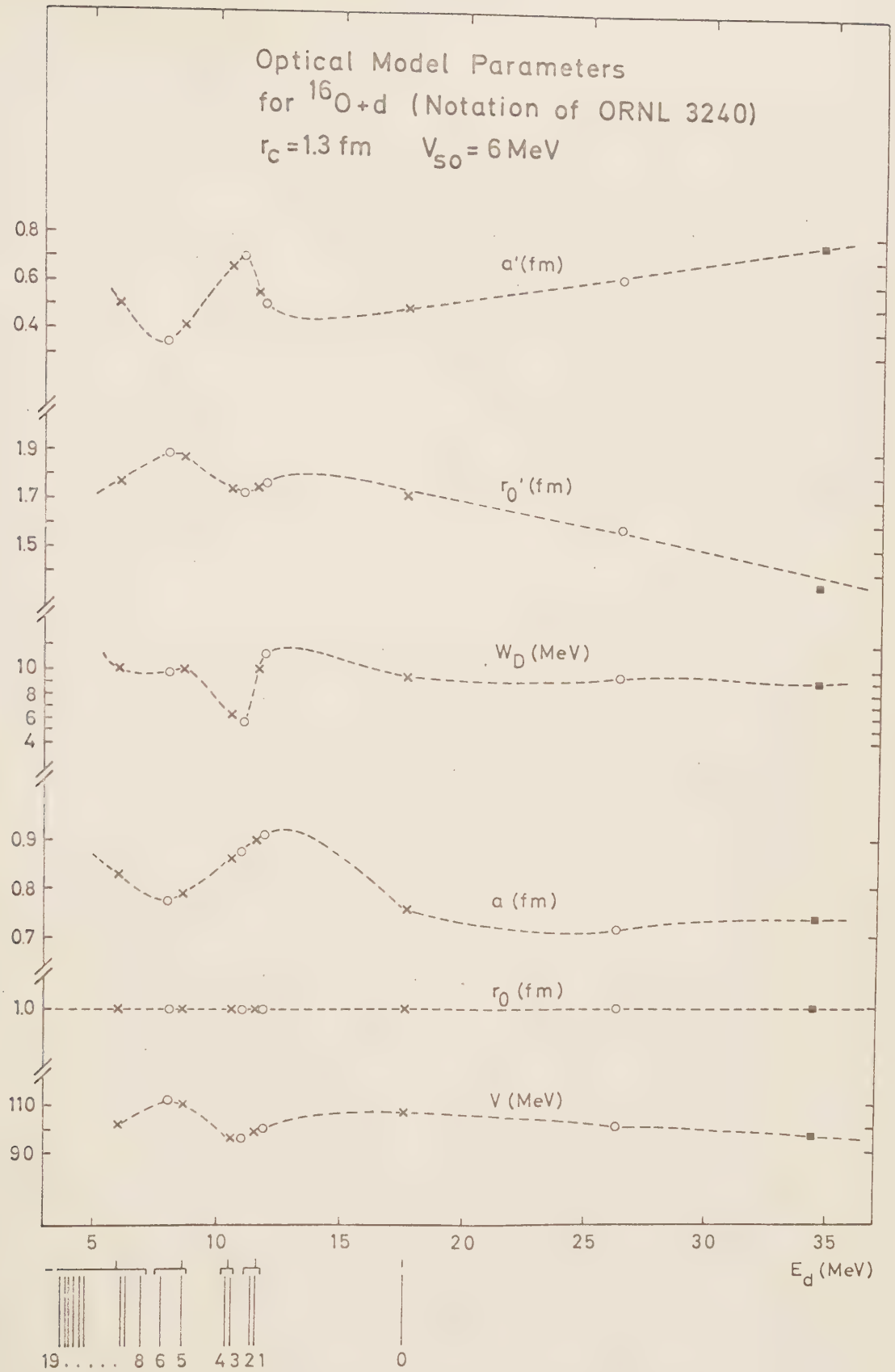

Abb. 7: Parameter des optischen Modells für elastische Streuung von Deuteronen an ^{16}O aufgetragen über der Deuteroneneinschußenergie. Die Daten sind den Arbeiten von Satchler[23] (Kreise) und von Hiebert et al.[24] (Quadrate) entnommen. Die in dieser Arbeit zur Analyse der Reaktion $^{15}N(\tau,d)^{16}O$ benutzten Werte sind durch Kreuze markiert. Teilweise wurden für mehrere Übergänge dieselben Parameter benutzt. Die entsprechenden Gruppen von Zuständen im ^{16}O sind am unteren Bildrand mit der Numerierung von Tabelle I angegeben.

am ^{16}O eine ähnlich gute Anpassung erhalten, muß man die Bedingung $V_o \approx 150$ MeV aufgeben. Man erhält dann für V_o unphysikalisch große bzw. für r_o viel zu kleine Werte (siehe Reihe e in Tabelle II). Die mit solchen Parametern berechnete Streuung ist in Abb. 2 als unterbrochene Kurve eingezeichnet. Es ist bemerkenswert, daß die Aufhebung der Bedingung $V_o \approx 150$ MeV bei den Streuungen am ^{15}N, ^{17}O und ^{18}O keine wesentlichen Änderungen sowohl in der Form der Winkelverteilungen als auch bei den Werten der Parameter ergab, das heißt, die gefundenen Lösungen für ^{3}He-Streuung an diesen Kernen sind recht "stabil".

5.2.2 Ausgangskanäle

Die Streuung der auslaufenden Teilchen konnte bei den benötigten Energien nicht gemessen werden. Es mußten daher Daten aus der Literatur herangezogen werden. Für die Deuteronenstreuung am ^{16}O wurden sie durch Interpolation zwischen den Parametern von Satchler[23] und Hiebert[24] gewonnen. Diese sind in Abb. 7 als Funktion der Deuteronenenergie aufgetragen.
Die Parameter für die Ausgangskanäle in den (τ,α)-Reaktionen wurden ebenfalls der Literatur entnommen[25].
Die dort angegebenen Daten sind aus Analysen von α-Streuung an ^{12}C, ^{14}N und ^{16}O bei verschiedenen Energien gewonnen. Sie wurden für diese Arbeit leicht variiert, um eine möglichst gute Übereinstimmung der DWBA-Rechnungen mit den experimentellen Winkelverteilungen zu erreichen. Die benutzten Werte sind in Tabelle XI für die Reaktion $^{15}N(\tau,\alpha)^{14}N$ (siehe Anhang 7.4) und in Tabelle III für die Reaktion $^{17}O(\tau,\alpha)^{16}O$ zusammengefaßt. Die Parameter für die Wellenfunktionen der gebundenen Teilchen sind in diesen Tabellen ebenfalls angegeben.

Tabelle III: Parameter des optischen Modells für die gebundenen Zustände und für den Ausgangskanal der Reaktion $^{17}O(\tau,\alpha)^{16}O$ bei den Übergängen zu den verschiedenen Zuständen im ^{16}O.

In allen Fällen ist $r_{coul} = 1.25$ fm und $V_{s.o.} = 0$ MeV.

Niv.Nr.	E_x (MeV)	V_o (MeV)	r_o (fm)	a_o (fm)	W_{vol} (MeV)	r' (fm)	a' (fm)
0	0.00	200.0	1.26	0.63	12.0	1.6	0.60
1	6.05						
2	6.13	200.0	1.28	0.50	5.0	1.6	0.60
3	6.92						
4	7.12						
5	8.88	200.0	1.28	0.55	5.0	1.6	0.50
7	9.85						
8	10.36	200.0	1.28	0.50	4.0	1.6	0.50
9	10.95						
10	11.07						
19	12.97						
20	13.08	200.0	1.28	0.45	5.0	1.6	0.45
20a	13.12						
21	13.26						

Gebundener Zustand $^{16}O + n$:

$r_o = 1.25$, $a_o = 0.65$, $\lambda_{s.o} = 25$

5.3 Durchführung der DWBA-Analyse

5.3.1 Die Reaktion $^{15}N(\tau,d)^{16}O$

Die DWBA-Rechnungen wurden mit den Parametern aus Tabelle II bzw. mit den interpolierten Werten aus Abb. 7 durchgeführt. Die dieser Abbildung entnommenen Parameter für die verschiedenen Übergänge bzw. für Gruppen von Übergängen sind als Kreuze markiert.

Die damit erhaltenen DWBA-Wirkungsquerschnitte sind in Abb. 4 als durchgehende Kurven eingezeichnet. Sie sind jeweils im Strippingmaximum angepaßt. Bei einigen Übergängen mit Drehimpuls $\ell = 2$ kann das Proton sowohl in die $d_{5/2}$- als auch in die $d_{3/2}$-Schale eingebaut werden. Leider zeigt der berechnete DWBA-Wirkungsquerschnitt bei der (τ,d)-Reaktion, im Gegensatz zu der im Anhang behandelten (τ,α)-Reaktion am selben Kern, in der Form der Winkelverteilungen keine markante Abhängigkeit vom übertragenen Gesamtdrehimpuls j. In den Fällen, bei denen beide Werte für j möglich sind, kann hier also nicht aufgrund der Formunterschiede der Übergang mit einem bestimmten j bevorzugt werden. Die Rechnungen wurden dann jeweils mit dem Wert von j durchgeführt, der nach den theoretischen Modellen (siehe unten) den Hauptbeitrag zum Übergang liefern sollte. Da sich die Werte der DWBA-Wirkungsquerschnitte für $d_{5/2}$ und $d_{3/2}$ bis zu 20 % unterscheiden, sind die spektroskopischen Faktoren für diese Übergänge mit dieser zusätzlichen Unsicherheit behaftet.

5.3.1.1 Die gebundenen Zustände

Die Formen der berechneten Winkelverteilungen stimmen für die prominenten Übergänge gut mit den experimentellen Punkten überein. Auch bei den schwächeren Übergängen

wird die Struktur jedoch noch zufriedenstellend durch die Rechnungen wiedergegeben.
Für den 1^--Zustand bei 7.12 MeV war es möglich, durch Addition einer Winkelverteilung mit $\ell = 0$ (punktiert) und einer Winkelverteilung mit $\ell = 2$ (gestrichelt) eine bessere Anpassung an die experimentellen Punkte zu erhalten. Damit kann eine obere Abschätzung für eine $d_{3/2}$-Beimischung bei diesem Übergang gegeben werden. Das Entsprechende gilt für die Werte $\ell = 1$ und $\ell = 3$ eventuell auch im Fall des 2^+-Zustands bei 6.92 MeV.
Hier ist eine befriedigende Anpassung überhaupt erst durch Überlagerung von zwei Winkelverteilungen mit $\ell = 1$ bzw. $\ell = 3$ zu erreichen. Es ist allerdings fraglich, ob das formal mögliche Verfahren sinnvoll ist, denn bei einer so niedrigen Anregungsenergie von 6.9 MeV ist eine Beimischung von Teilchen in der $f_{5/2}$-Bahn recht unwahrscheinlich.

Die mit $\ell = 3$ angepaßten Winkelverteilungen entsprechend $f_{7/2}$-Übergängen zu den Zuständen bei 10.36 bzw. 11.08 MeV zeigen keine starke Struktur, so daß diese Übergänge möglicherweise auch durch kompliziertere Mechanismen oder durch geringe Compoundkernbeiträge erzeugt werden. Das gleiche gilt für den Zustand bei 9.85 MeV, bei dem die Winkelverteilung praktisch völlig isotrop ist.

Die für die gebundenen Zustände ermittelten spektroskopischen Faktoren sind in Tabelle IV angegeben. Ihre Fehler betragen aufgrund der Unsicherheiten der DWBA-Analyse etwa 20 - 30 %.

5.3.1.2 Die ungebundenen Zustände

Die spektroskopischen Faktoren für die ungebundenen Zustände, das heißt, für die Zustände mit einer Anregungsenergie von mehr als 12.126 MeV, wurden zunächst mit der oben beschriebenen Extrapolationsmethode gewonnen. Dazu wurden mehrere Rechnungen, vor allem für Energiewerte dicht unter der Protonenschwelle ($E_B = 0$), für die $1d_{3/2}^-$, $1d_{5/2}^-$ und $2s_{1/2}$-Übergänge durchgeführt. Trägt man den Wert des maximalen Wirkungsquerschnittes über der jeweiligen Bindungs- bzw. Anregungsenergie auf, ergeben sich die drei in Abb. 8 dargestellten Kurven. Der Kurventeil oberhalb von $E_B = 0$ ist durch stetige Extrapolation vom berechenbaren Teil gewonnen. Leider ändert sich in diesem Fall für alle drei Werte von j der Wirkungsquerschnitt sehr stark mit wachsender Anregungsenergie, im Gegensatz zu den Extrapolationskurven von Fuchs und Mitarbeitern[40] bei (d,n)-Reaktionen. Dadurch ist die Unsicherheit der extrapolierten Werte recht groß. (Je nach Anregungsenergie bis zu ± 50 %) Der Fehlerbereich ist in Abb. 8 durch die gestrichelten Kurven angedeutet. Diese Kurven stellen die Extrapolationen mit minimal bzw. maximal vertretbaren Anstiegen dar.

Die Rechnungen haben gezeigt, daß sich die Form der Winkelverteilungen bei diesen Anregungsenergien kaum ändern bei Variation der Bindungsenergie. Es wurde daher jeweils die DWBA-Kurve, die mit der gerinsten Bindungsenergie ($E_B = 26$ keV) berechnet wurde, für alle Übergänge zu den entsprechenden ungebundenen Zuständen zwecks Anpassung benutzt. Zur Bestimmung der spektroskopischen Faktoren wurden die extrapolierten Werte der DWBA-Wirkungsquerschnitte verwendet. Die so gewonnenen spektroskopischen Faktoren sind ebenfalls in Tabelle IV aufgeführt, hier sind die zusätzlichen Unsicherheiten aufgrund der Extrapolation explizit angegeben.

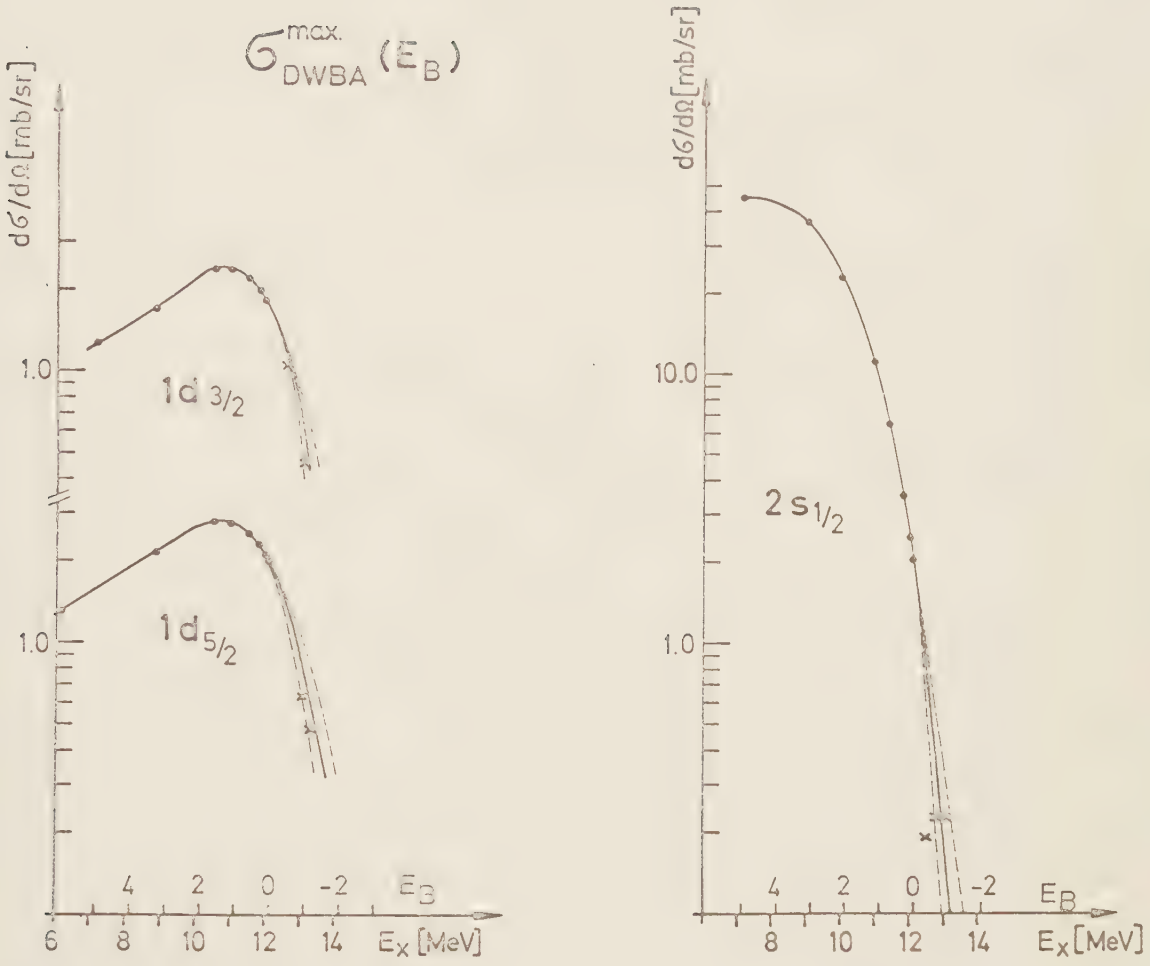

Abb. 8:

Extrapolation der maximalen DWBA-Wirkungsquerschnitte für Übergänge der Reaktion $^{15}N(\tau,d)^{16}O$ zu Anregungsenergien im Endkern ^{16}O, die oberhalb der Schwellenenergie von 12.126 MeV liegen. Die Punkte sind die Ergebnisse der DWBA-Rechnungen. Die gestrichelten Kurven geben die geschätzten maximalen bzw. minimalen Steigungen der extrapolierten Kurven im ungebundenen Bereich an. Sie sind ein Maß für die Unsicherheit dieser Methode. Die Kreuze entsprechen den Ergebnissen der Methode der "pseudo-gebundenen" Zustände[19].

Kürzlich wurden freundlicherweise in Liverpool von B. J. Cole und Mitarbeitern für die meisten der in dieser Arbeit untersuchten ungebundenen Zustände Rechnungen nach der oben beschriebenen Methode der "pseudo-gebundenen" Zustände durchgeführt[19]. Die Parameter für die optischen Potentiale waren dieselben wie bei den Rechnungen zur Extrapolationsmethode.

Die dazugehörigen Winkelverteilungen sind in Abb. 4 gestrichelt eingezeichnet. Die Kurven für $\ell = 2$ sind recht brauchbar, während die mit $\ell = 0$ gerechneten Winkelverteilungen zum Teil weniger zufriedenstellend sind. Hier erkennt man, daß diese Methode - wie erwartet - für Übergänge mit $\ell = 0$ aufgrund der fehlenden Drehimpulsbarriere versagt.

Die mit dieser Methode berechneten maximalen Wirkungsquerschnitte sind in Abb. 8 als Kreuze eingezeichnet. Sie liegen für die $d_{3/2}$- und $d_{5/2}$-Übergänge innerhalb des Fehlerbereiches der Extrapolationsmethode. Die Werte für $2s_{1/2}$-Stripping zeigen keine regelmäßige Änderung bei wachsender Anregungsenergie. Die mit diesen Rechnungen ermittelten C^2S-Werte für die ungebundenen Zustände sind in einer weiteren Spalte von Tabelle IV angegeben.

5.3.1.3 Analyse des überlappenden Dubletts bei 13.1 MeV

Die Zustände mit Spin und Parität 1^- und 3^- bei 13.08 bzw. 13.12 MeV (Nr. 20 und 20 a) haben eine natürliche Breite von etwa 110 bzw. 130 keV und liegen nur 40 keV voneinander entfernt[38,39]. Diese Resonanzen liegen bereits im Kontinuum. Die nach der Anregung emittierten Teilchen werden bei dieser Messung nicht registriert. Durch die so erfolgte Mittelung über die offenen Zerfallskanäle ist nach Lipperheide[56] für die Wirkungsquerschnitte der beiden Übergänge eine inkohärente Überlagerung zu erwarten. Trotzdem war es nicht möglich, die

$^{15}N(\tau,d)^{16}O$. Die Unsicherheit der $C^2 \cdot S$-Werte beträgt, wenn nicht anders angegeben, etwa 20 - 30 %. Die Ergebnisse dieser Arbeit für die Übergänge zu den ungebundenen Zuständen sind nach zwei Methoden analysiert:
a) Extrapolationsmethode (s. 5.3.1.2) b) Methode der "pseudo-gebundenen" Zustände[19] (s. 5.1.2)

Zustände im ^{16}O				$C^2 \cdot S_{exp}$					$C^2 \cdot S_{theor.}$			
Nr.	E_x	$J^\pi T$	ℓ,j	(τ,d) diese Arbeit a	b	(τ,d) ref.3	(d,n) ref.35	(d,p) ref.41	(p,p) ref.19	ZBM[11]	GVM[4]	BG[9]	Kelson[8]
0	0.00	0^+0	1 1/2	1.33	-	1.76	1.39	-	-	1.41	-	1.53	1.96
1	6.05	0^+0	1 1/2	0.05	-	0.08	-	-	-	0.15	-	0.13	0.04
2	6.13	3^-0	2 5/2	0.40	-	0.32	0.40	-	-	0.52	0.44	-	0.47
3	6.92	2^+0	1 3/2	0.01	-	-	<0.07	-	-	-	-	0.0	0.00
			3 5/2	0.04	-	-	-	-	-	-	-	-	-
4	7.12	1^-0	0 1/2	0.20	-	0.27	0.19	-	-	0.45	0.19	-	0.46
			2 3/2	<0.13	-	-	-	-	-	-	0.09	-	-
5	8.88	2^-0	2 5/2	0.36	-	0.28	0.32	-	-	0.45	0.47	-	0.50
			2 3/2								0.005		
6	9.59	1^-0	0 1/2	0.008	-	-	-	-	-	-	-	-	0.09
7	9.85	2^+0	--										
8	10.36	4^+0	3 7/2	0.02	-	-	-	-	-	-	-	0.00	0.00
9	10.94	0^-0	0 1/2	0.50	-	0.60	-	-	-	0.47	0.50	-	0.50
10	11.07	3^+0	3 7/2	0.09	-	-	-	-	-	-	-	-	-
11	11.09	4^+0											

Zustände im ^{16}O				$C^2 \cdot S_{exp}$						$C^2 \cdot S_{theor.}$			
				(τ,d) diese Arbeit		(τ,d)	(d,n)	(d,p)	(p,p)				
Nr.	E_x	$J^\pi T$	ℓ, j	a	b	ref.3	ref.35	ref.41	ref.19	ZBM[11]	GVM[4]	BG[9]	Kelson[8]
12	11.26	0^+0	-	-	-	-	-	-	-	-	-	0.34	-
13	11.52	2^+0	-	-	-	-	-	-	-	-	-	0.0	-
14	11.63	3^-0	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	0.03
15	12.02	0^+0	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
16	12.44	1^-0	0 1/2 2 3/2	0.25±0.1	0.40	0.13	-	-	0.32	0.04	0.24	-	- 0.50
17	12.53	2^-0	2 3/2 ? 5/2	0.45±0.1	0.62	0.73	-	-	0.45	- 0.02	0.37 0.03	-	0.45
18	12.79	0^-1	0 1/2	0.40±0.1	0.58	-	-	0.47	0.38	0.47	0.50	-	0.50
19	12.97	2^-1	2 5/2	0.35±0.1	0.54	0.43	-	0.56	0.38	0.46	0.48	-	0.50
20	13.08	1^-1	0 1/2	<0.40±0.2	(0.25)	-	-	0.47	0.35	0.48	0.49	-	0.50
20a	13.12	3^-0	2 5/2	0.12±0.05	-	0.48	-	-	-	0.005	0.06	-	-
21	13.26	3^-1	2 5/2	0.30±0.1	0.45	0.48	-	0.56	0.35	0.45	0.50	-	0.50

beiden Winkelverteilungen getrennt auszuwerten. Die Statistik war zu schlecht, außerdem überlappt die Verteilung aufgrund der experimentellen Auflösung noch mit den Linien, die den Übergängen zu den relativ stark bevölkerten Zuständen Nr. 19 und 21 entsprechen. In Abb. 9 ist für zwei Winkel jeweils der entsprechende Ausschnitt des Energiespektrums gezeichnet.

Die Winkelverteilung der überlagerten Übergänge (s. Abb. 4) hat bei kleinen Winkeln den Charakter einer Verteilung mit $\ell = 2$. Der Schwerpunkt der Summenlinie für die beiden möglichen Übergänge liegt unter Vorwärtswinkeln bei einer Energie, die dem Übergang zum 3^--Zustand Nr. 20a entspricht (s. Abb. 9). Diese beiden Tatsachen sind konsistent, denn dieses Niveau kann nur durch Einbau eines Protons in die $d_{5/2}$-Schale erreicht werden. Bei größeren Winkeln ($\Theta_{Lab} \approx 60^\circ$ bzw. $\Theta_{c.m} \approx 70^\circ$) zeigt die Summenwinkelverteilung, im Gegensatz zu den benachbarten Übergängen mit $\ell = 2$, ein ausgeprägtes Maximum. Außerdem verschiebt sich bei diesen Winkeln der Schwerpunkt der Summenlinie im Energiespektrum in Richtung des 1^--Zustandes bei 13.08 MeV (Nr. 20). Die durch $\ell = 0$ charakterisierte Winkelverteilung zu benachbarten Zuständen besitzt bei diesen Winkeln gerade ein Maximum. Das legt nahe, daß der 1^--Zustand durch den Übertrag eines Protons in die $2s_{1/2}$-Schale bevölkert wird. Es wurde nun versucht, durch Addition benachbarter experimenteller Winkelverteilungen mit $\ell = 0$ bzw. $\ell = 2$ (weit punktierte Linien in Abb. 4) eine möglichst gute Anpassung an die Summenwinkelverteilung zu erreichen. Es ist allerdings nicht möglich, mit der Summe der beiden einzelnen Winkelverteilungen (eng punktierte Kurve in Abb. 4) die Höhe des Maximums bei 70° voll wiederzugeben, es wird also nur die Tendenz erfaßt. Paßt man nun bei den beiden einzelnen experimentellen Kurven die jeweilige DWBA-Winkelverteilung an (durchgezeichnete Kurve in Abb. 4), so kann man eine grobe obere Abschätzung für die Stärke des Überganges zum 1^--Zustand erhalten.

5.3.2 Die Reaktion $^{17}O(\tau,\alpha)^{16}O$

Die DWBA-Rechnungen wurden mit den entsprechenden Parametern aus Tabelle II und Tabelle III ausgeführt. Es wurde, wie auch bei allen anderen untersuchten Reaktionen, kein unterer "cut-off" benötigt. Auf die Anwendung von "finite range"- und "local-energy"-Korrekturen wurde ebenfalls verzichtet, da sie auf die Form der berechneten Winkelverteilungen kaum Einfluß haben, wohl aber auf die Amplituden der Wirkungsquerschnitte. Es sollte aber hier der in der Kontrollreaktion $^{15}N(\tau,\alpha)^{16}N$ ohne diese Korrekturen ermittelte Wert für die Normierungskonstante N = 17 verwendet werden (siehe Anhang 7.4). Der Spin des Targetgrundzustandes ist 5/2, daher sind zu den meisten Zuständen Übergänge mit $j = \ell + 1/2$ und $j = \ell - 1/2$ möglich. Die j-Abhängigkeit der DWBA-Winkelverteilungen ist bei dieser Reaktion nicht so stark ausgeprägt wie bei der Reaktion $^{15}N(\tau,\alpha)^{14}N$ (siehe Anhang 7.4). Trotzdem ist es in fast allen Fällen möglich, aufgrund der jeweils etwas besseren Übereinstimmung mit den experimentellen Punkten sich für eine Komponente zu entscheiden. Die so ermittelten j-Werte stimmen mit den aus theoretischen Wellenfunktionen folgenden überein. Die DWBA-Kurven für $p_{1/2}$ bzw. $d_{5/2}$ sind als durchgehende Kurven und für $p_{3/2}$ bzw. $d_{3/2}$ als gestrichelte Kurven in Abb. 6 eingezeichnet. Die Übereinstimmung mit den experimentellen Punkten ist gut. Nur die Anpassung der Winkelverteilung beim Grundzustandsübergang und beim Übergang zum 3^--Zustand bei 6.13 MeV ist etwas schlechter. Der Grund dafür ist vielleicht in der Drehimpulsfehlanpassung[21] zu suchen (siehe dazu auch Anhang 7.4.2). In Abb. 10 sind die Beträge der Reflexionskoeffizienten der elastischen ^{3}He-Streuung am ^{17}O und der α-Streuung am ^{16}O entsprechend den Energien der α-Teilchen aus den Übergängen zum ^{16}O über L, dem Parameter der Partialwellenentwicklung, aufgetragen. Die einfach und doppelt

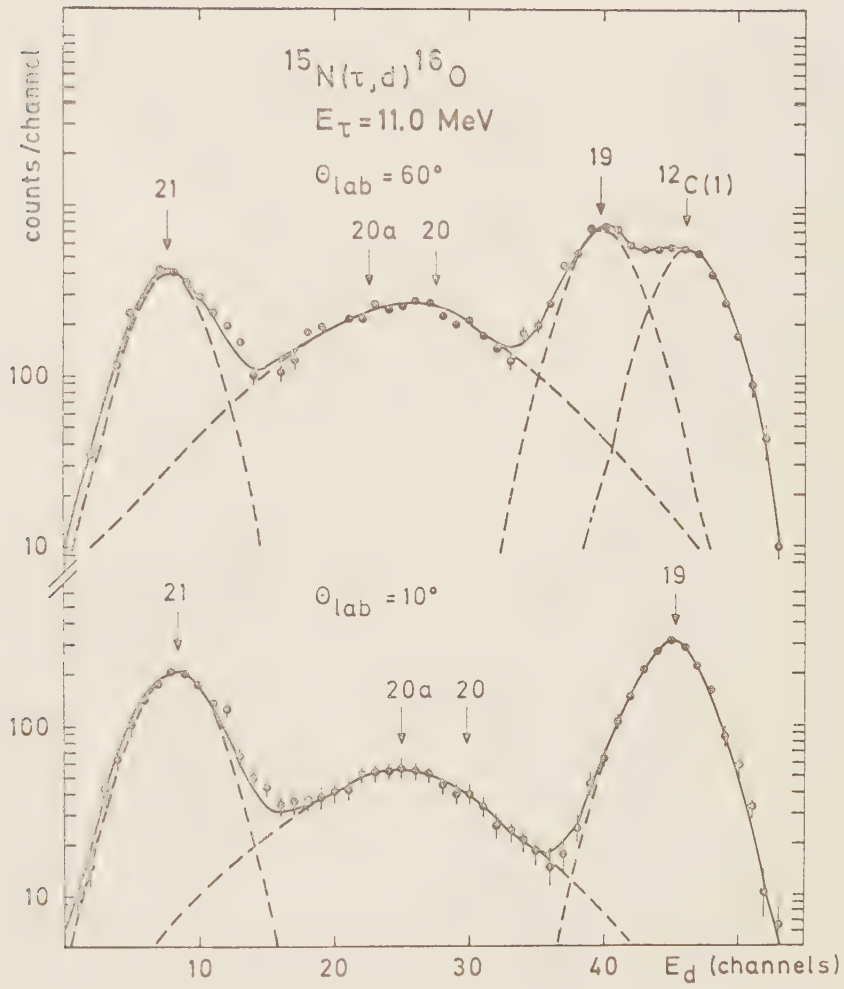

Abb. 9: Ausschnitte aus den Energiespektren der Reaktion $^{15}N(\tau,d)^{16}O$ bei zwei Winkeln. Die Fehlerbalken setzen sich aus den statistischen Fehlern und den Unsicherheiten der Untergrundsubtraktion zusammen. (Sind keine Fehlerbalken angegeben, so ist die Unsicherheit kleiner als der Punktdurchmesser.) Die gestrichelten Kurven sind, entsprechend der natürlichen Breite des jeweiligen Zustandes, aus benachbarten freistehenden Linien konstruiert. Die ausgezeichnete Kurve entspricht der Summe der einzelnen Linien.

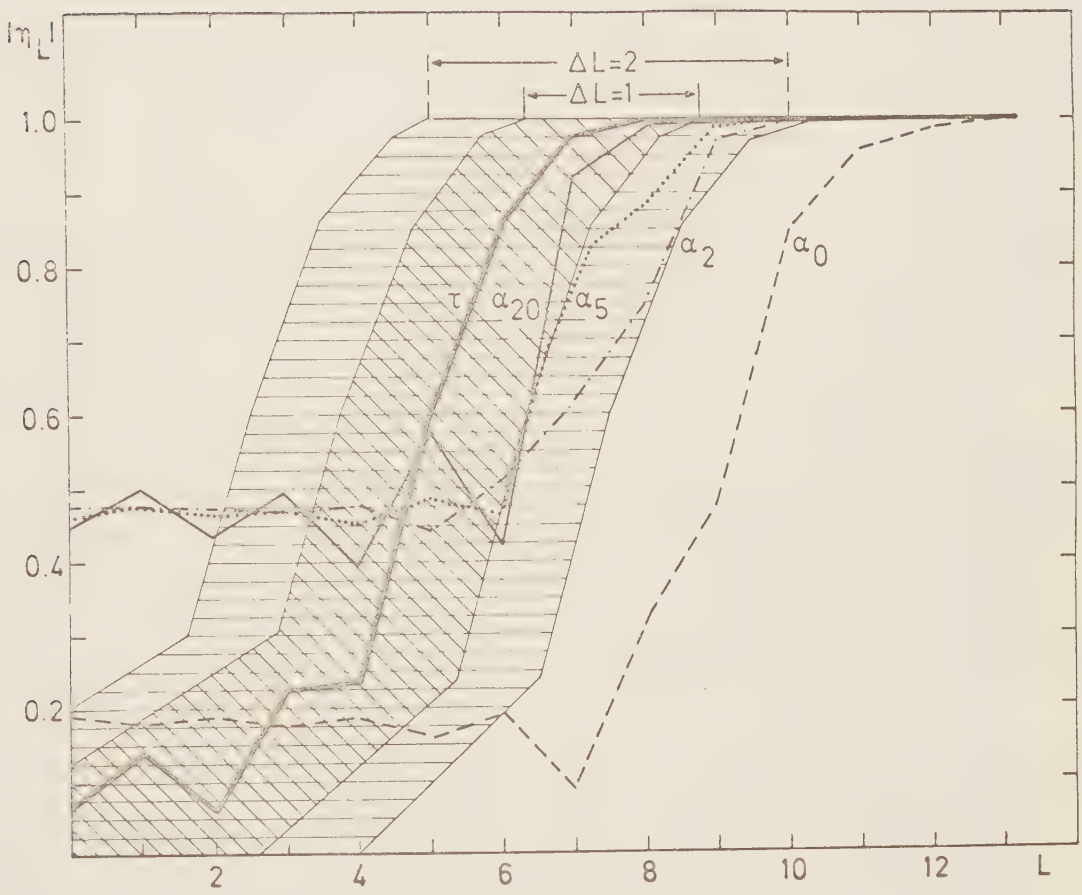

Abb. 10: Reflexionskoeffizienten $|\eta_L|$ für elastische τ- und α-Streuung an ^{17}O bzw. ^{16}O in Abhängigkeit von L, dem Parameter der Partialwellenentwicklung. Die Kurven für die α-Teilchen entsprechen den Energien der α-Teilchen aus den verschiedenen Übergängen der Reaktion $^{17}O(\tau,\alpha)^{16}O$. Die Werte von $|\eta_L|$ für die τ-Streuung ist für eine Einschußenergie von 11.0 MeV berechnet. Die doppelt bzw. einfach schraffierten Flächen geben den Bereich guter Drehimpulsanpassung für Übergänge mit dem Drehimpulsübertrag $\Delta L = \ell = 1$ und $\Delta L = \ell = 2$ an.

schraffierten Flächen geben den Bereich der Drehimpulsanpassung für Übergänge mit $\Delta L = 2$ bzw. $\Delta L = 1$ an. Man erkennt, daß bei den Übergängen mit $\ell = 2$ nur für den Grundzustandsübergang (α_o) eine deutliche Drehimpulsfehlanpassung vorliegt. Dagegen ist bei Herausnahme eines Neutrons mit Drehimpuls $\ell = 1$ eine Drehimpulsanpassung erst ab α_5 möglich, das heißt, erst bei Übergängen zu Niveaus mit einer Anregungsenergie von mehr als 8.9 MeV.

Die Winkelverteilung des Überganges zum 2^+-Zustand bei 6.92 MeV läßt sich nur durch Addition je einer DWBA-Kurve mit $\ell = 2$ (gestrichelte Kurve) und mit $\ell = 0$ (punktierte Kurve) wiedergeben.
Der 0^--Zustand bei 10.94 MeV kann nur durch pick-up eines Neutrons mit einem Drehimpuls $\ell = 3$ erreicht werden. Die gemessene Winkelverteilung ist aber so wenig strukturiert und der Übergang so schwach, daß dieser Zustand eventuell auch über andere Reaktionsmechanismen, wie zum Beispiel geringe Compoundkernbeiträge, bevölkert wird.
Beim Übergang zum 1^--Zustand bei 7.12 MeV ist außer der Kurve mit $\ell = 3$ (gestrichelt) noch eine Rechnung für den möglichen $p_{3/2}$-Pick-up (punktiert) eingezeichnet. Die Summe dieser beiden Winkelverteilungen ist als durchgehende Kurve eingetragen. Die Amplitude für den $p_{3/2}$-Anteil kann aber bestenfalls eine obere Abschätzung sein. Die experimentellen Punkte lassen sich ebensogut durch eine DWBA-Winkelverteilung für einen reinen Übergang mit $\ell = 3$ wiedergeben.

Für die Übergänge zu den beiden überlappenden Zuständen bei 13.08 und 13.12 MeV gilt sinngemäß das gleiche wie bei der $^{15}N(\tau,d)$-Messung. Die Wirkungsquerschnitte addieren sich bei der Pick-up Reaktion nach Gross und Lipperheide[60] ebenfalls inkohärent. Auch hier konnte nur eine Winkelverteilung für die Überlagerung der möglichen beiden Übergänge ermittelt werden. Beide Zustände können durch Pick-up eines Neutrons mit $\ell = 1$ bevölkert werden.

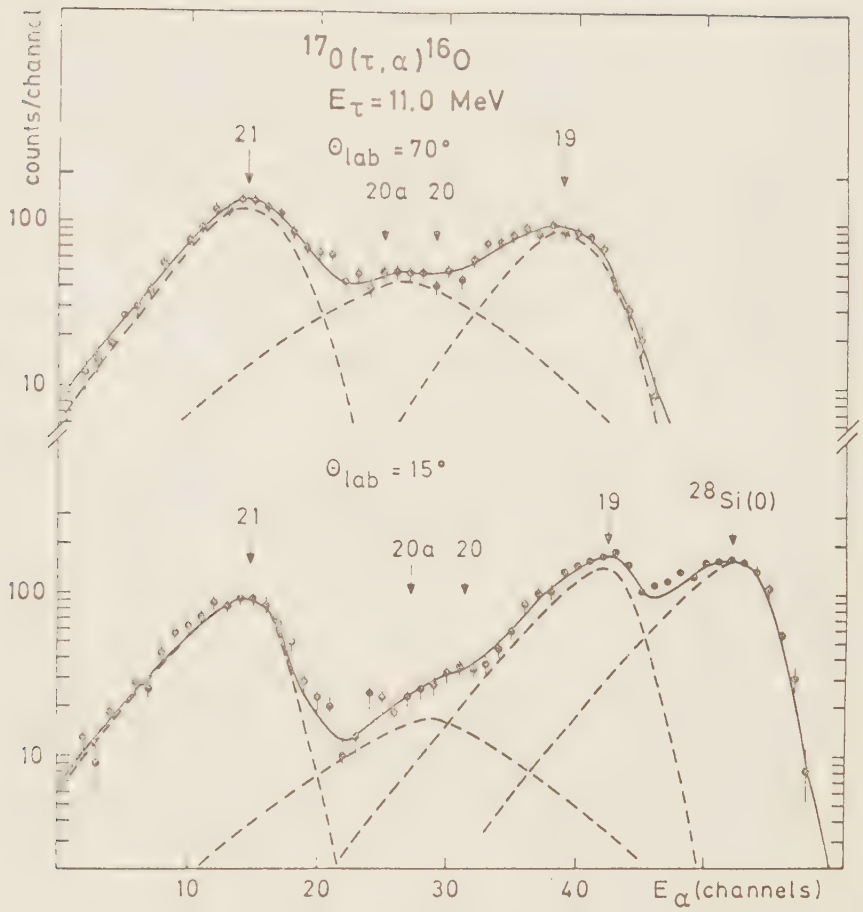

Abb. 11: Ausschnitte der Energiespektren der Reaktion $^{17}O(\tau,\alpha)^{16}O$ bei zwei Winkeln. Die gestrichelten Linien sind entsprechend der natürlichen Breite des jeweiligen Niveaus aus freistehenden Linien in der Nachbarschaft konstruiert und so angepaßt worden, daß die Summe aller Linien (durchgezeichnete Kurve) die Meßpunkte gut wiedergeben. Alle eingezeichneten Fehlerbalken setzen sich aus den statistischen Fehlern und der Unsicherheit der Untergrundsubtraktion zusammen. Die mit $^{28}Si(0)$ bezeichnete Linie entspricht dem Grundzustandsübergang der Reaktion $^{28}Si(\tau,\alpha)^{27}Si$.

Eine Abschätzung für die Stärke der einzelnen Beiträge wie bei der Reaktion $^{15}N(\tau,d)^{16}O$ aufgrund der verschiedenen Form der beiden Winkelverteilungen ist hier also nicht möglich. In Abb. 11 ist wieder für je einen großen und einen kleinen Winkel der entsprechende Ausschnitt der Energiespektren gezeigt. Der Schwerpunkt der Summenlinie liegt etwa in der Mitte zwischen den beiden Zuständen 20 und 20a. Er verschiebt sich nicht bei Änderung des Winkels. Das legt also den Schluß nahe, daß beide Zustände mit etwa gleicher Intensität bevölkert werden.

Für den Zustand 20a (3^-, 13.12 MeV) ist sowohl $p_{1/2}$- als auch $p_{3/2}$-Pick-up möglich. Aus der Form der Summenwinkelverteilung läßt sich natürlich nicht entscheiden, welche der beiden Möglichkeiten den Hauptbeitrag für diesen Zustand liefert. Da sich der Wert des DWBA-Wirkungsquerschnitts für j = 1/2 und j = 3/2 um etwa 25 % unterscheidet, ist der spektroskopische Faktor für die beiden Zustände zusammen mit einer zusätzlichen Unsicherheit behaftet.

In Tabelle V sind die so erhaltenen spektroskopischen Faktoren für die untersuchten Zustände zusammengestellt. Ihre Unsicherheit beträgt, wenn nicht anders angegeben, etwa 20 - 30 % aufgrund der möglichen Fehlerquellen der DWBA-Analyse. Für den Grundzustandsübergang kann man bei leicht verschiedenen Parametersätzen Winkelverteilungen berechnen, die sich in der Form kaum unterscheiden, wohl aber im Wert des maximalen Wirkungsquerschnitts. Diese Unsicherheit ist berücksichtigt, indem in Tabelle V für diesen $C^2 \cdot S$-Wert eine untere und eine obere Schranke angegeben wird.

Tabelle V: Absolute spektroskopische Faktoren ($C^2 \cdot S$) für die Reaktion $^{17}O(\tau,\alpha)^{16}O$. Die Unsicherheit der $C^2 \cdot S$-Werte beträgt etwa $\pm$ (20-30) %, siehe Text.

*) Der spektroskopische Faktor für $2s_{1/2}$-Pick-up zum Zustand 3 ist nur eine obere Abschätzung nach den vollständigen ZBM-Wellenfunktionen [61].

Zustände im ^{16}O					$C^2 \cdot S_{exp}$ (τ,α) (p,d)		$C^2 \cdot S_{theor.}$		
Niv.Nr.	E_x	$J^\pi T$	λ	j	diese Arbeit	ref.43	ZBM [11]	GVM [4]	Kelson [8]
0	0.00	0^+0	2	5/2	0.84-0.92	1.00	0.88	-	0.96
1	6.05	0^+0	2	5/2	0.009	<0.24	0.00014	-	-
2	6.13	3^-0	1	1/2	0.37	0.30-0.43	0.40	0.44	0.44
3	6.92	2^+0	2	5/2	0.022	<0.07	0.028	-	-
			0	1/2	0.14	-	(<0.05)*	-	-
4	7.12	1^-0	1	3/2	<0.01	0.07	-	0.14	-
			3	7/2	0.007	-	-	-	-
5	8.88	2^-0	1	1/2	0.26	0.27	0.26	0.47	0.50
6	9.59	1^-0	-		-	-	-	-	-
7	9.85	2^+0	2	5/2	0.025	<0.008	0.09	-	-
8	10.36	4^+0	2	5/2	0.025	0.012±50%	0.25	-	-
9	10.94	0^-0	3	7/2	0.008	-	-	-	-
10	11.07	3^+0	2	3/2 oder	0.086	-	-	-	-
11	11.09	4^+0	2	5/2	0.044	-	-	-	-
12	11.26	0^+0	-		-	-	-	-	-
13	11.52	2^+0	-		-	-	-	-	-
14	11.63	3^-0	-		-	-	-	-	-
15	12.02	0^+0	-		-	-	-	-	-
16	12.44	1^-0	1	3/2	-	-	-	0.13	-
17	12.53	2^-0	1	3/2	-	<0.04	-	0.10	-
18	12.79	0^-1	-		-	-	-	-	-
19	12.97	2^-1	1	1/2	0.38	0.4-0.6	0.29	0.46	0.50
20	13.08	1^-1	1	3/2	0.09-0.11	<0.15	-	0.008	-
			1	3/2 oder		<0.27	-	0.40	-
20a	13.12	3^-0	1	1/2		-	-	0.05	-
21	13.20	3^-1	1	1/2	0.34	0.37-0.64	0.39	0.50	0.50

6 Diskussion

In den Tabellen IV und V sind für beide Reaktionen $^{15}N(\tau,d)^{16}O$ und $^{17}O(\tau,\alpha)^{16}O$ die ermittelten Werte für die übertragenen Drehimpulse ℓ bzw., soweit möglich, für die Gesamtdrehimpulse j und der jeweilig dazugehörigen spektroskopischen Faktoren $C^2 \cdot S$ zusammengestellt. Alle gefundenen ℓ-Werte sind mit den in der Literatur angegebenen Spinzuordnungen für die Zustände im ^{16}O verträglich. Die j-Werte stimmen im allgemeinen mit den von den theoretischen Modellen geforderten überein, soweit eine Zuordnung der Energieniveaus möglich ist. Zum Vergleich sind in den Tabellen auch die Ergebnisse anderer analoger experimenteller Arbeiten und theoretische Vorhersagen aufgeführt.

6.1 Vergleich mit anderen Experimenten

6.1.1 Zur Reaktion $^{15}N(\tau,d)^{16}O$

Nach der Veröffentlichung der Ergebnisse dieser Arbeit zur Reaktion $^{15}N(\tau,d)^{16}O$ [58] ist eine weitere Untersuchung dieser Reaktion von Fulbright et al.[3] erschienen. Die Einschußenergie betrug 16.0 und 24.9 MeV. Bei dieser Messung wurden bis auf wenige Ausnahmen dieselben Zustände bevölkert wie in der vorliegenden Messung bei 11.0 MeV. Bei den fehlenden Übergängen handelt es sich i. a. um solche, die auch in der hier durchgeführten Untersuchung nur schwach erschienen sind, wie zum Beispiel die Winkelverteilungen mit $\ell = 3$. Überraschend ist nur, daß obige Autoren den Übergang mit $\ell = 0$ zum 0^--Zustand bei 12.79 MeV (Nr. 18) nicht finden. Sonst ist die Übereinstimmung der spektroskopischen Faktoren, berücksichtigt man die Genauigkeit der DWBA-Analyse, recht gut, zumindest für die Übergänge zu den gebundenen Zuständen.

Für die ungebundenen Zustände geben Fulbright et al.[3] eine Unsicherheit bis zum Faktor 2 an. Für die Bestimmung der DWBA-Wirkungsquerschnitte der ungebundenen Zustände wurde von ihnen keine Extrapolation vorgenommen. Es wurde einfach für alle ungebundenen Zustände eine Bindungsenergie von 1 MeV benutzt. Die Abhängigkeit des maximalen Wirkungsquerschnitts von der Anregungsenergie ist allerdings bei ihrer hohen Einschußenergie nicht so stark wie bei der Messung bei 11 MeV. Trotzdem sind die in der vorliegenden Arbeit durch die Extrapolation gewonnenen Werte wohl etwas sicherer.

Zum Vergleich für die ungebundenen Zustände sind ferner die spektroskopischen Faktoren der resonanten Protonenstreuung am ^{15}N angegeben. Sie sind von Cole[19] aus den tabellierten Breiten θ^2 der entsprechenden (^{15}N + p)-Resonanzen durch Division mit den jeweiligen berechneten Einteilchenbreiten $\theta^2_o(\ell,n)$[44] gewonnen. Die Übereinstimmung mit den nach der Extrapolationsmethode bestimmten Werten ist überraschend gut. Das ist vermutlich Zufall, wenn man die Unsicherheiten sowohl bei der Extrapolation als auch bei den Einteilchenbreiten bedenkt.
Ein weiterer Test für die Güte der spektroskopischen Faktoren der Übergänge zu den ungebundenen Zuständen ist der Vergleich mit den S-Werten der Reaktion $^{15}N(d,p)^{16}N$, da die vier gebundenen Zustände im ^{16}N die Analogzustände zu den vier ungebundenen Zuständen mit T = 1 im ^{16}O sind.

Diese Reaktion wurde kürzlich in Zusammenarbeit mit Grabisch[41] bei Deuteroneneinschußenergien von 5.0, 5.5 und 6.0 MeV untersucht. Die Mittelwerte der spektroskopischen Faktoren für diese drei Energien sind in Tabelle IV angegeben. Sie stimmen innerhalb der Fehlergrenzen mit den entsprechenden Werten der $^{15}N(\tau,d)$-Messung überein. (Die Abweichungen wachsen bei zunehmender Anregungsenergie, das heißt, der Abfall der Extrapolationsfunktion

in Abb. 8 ist eventuell etwas zu gering gewählt.) Die Übereinstimmung mit den nach der Methode der "pseudo-gebundenen" Zustände gewonnenen spektroskopischen Faktoren ist, soweit vergleichbar, sehr gut.

Für die ersten fünf gebundenen Zustände ist ferner ein Vergleich mit der vorläufigen Messung der Reaktion $^{15}N(d,n)^{16}O$ von Fuchs et al.[42] möglich. Die Übereinstimmung mit der hier untersuchten $^{15}N(\tau,d)$-Messung ist sehr gut (besser als 10 %). Die S-Werte der (d,n)-Messung sind allerdings nur relativ bestimmt worden. Zum Vergleich wurden sie über den spektroskopischen Faktor des Überganges zum Zustand Nr. 2, der nach Fuchs[42] der sicherste ist, auf die (τ,d)-Messung normiert.

6.1.2 Zur Reaktion $^{17}O(\tau,\alpha)^{16}O$

Gleichzeitig mit der Analyse der hier vorliegenden $^{17}O(\tau,\alpha)$-Messung ist unabhängig von Mendelson et al.[43] die parallele Reaktion $^{17}O(p,d)^{16}O$ bei einer Protonenenergie von 31 MeV untersucht worden. Damit ergibt sich die zu Beginn der vorliegenden Untersuchung nicht vorhandene Möglichkeit, den Reaktionsmechanismus auch dieser (τ,α)-Reaktion durch Vergleich mit einer weniger komplexen Pick-up-Reaktion zu überprüfen (vergleiche dazu Anhang 7.5). Die Übereinstimmung ist, abgesehen von einigen sehr schwachen Übergängen, gut (im allgemeinen besser als 20 %). Mendelson et al.[43] machen keine Angaben über die Zustände bei 10.94 und 11.07 MeV, für die sich aus der hier untersuchten Arbeit ein möglicher Pick-up mit $\ell = 3$ bzw. ein $d_{3/2}$-Übergang ergeben. Andererseits wurden in der $^{17}O(p,d)$-Reaktion zwei Übergänge mit $\ell = 1$ zum 2^--Zustand bei 15.22 und zum (3^-)-Zustand bei 15.42 MeV gefunden. Die Winkelverteilungen für die (τ,α)-Übergänge

zu diesen Zuständen konnte in der hier untersuchten Arbeit nicht ermittelt werden. Die Linien dieser Übergänge liegen nämlich in den Energiespektren, vor allem bei den wichtigen Vorwärtswinkeln, zu sehr in der Nähe der Linien, die von der elastischen ^{3}He-Streuung am Wolfram herrühren. Erst zu großen Winkeln liegen die fraglichen Linien energetisch über denen aus der elastischen Streuung. Dort sind auch an den entsprechenden Stellen im Energiespektrum schwache Linien zu erkennen. Mit wachsender Anregungsenergie im Endkern nimmt allerdings auch σ_{DWBA} ab. Eine grobe Abschätzung des Verhältnisses der Linienintensität bei großen Winkeln ($\theta_{lab} = 80^\circ$) mit dem entsprechenden DWBA-Wirkungsquerschnitt läßt die von Mendelson et al.[43] ermittelten S-Werte für diese beiden Übergänge vernünftig erscheinen.

6.2 Vergleich mit theoretischen Vorhersagen

6.2.1 Die Stripping-Reaktion

Die Ergebnisse der Reaktion $^{15}N(\tau,d)^{16}O$ sollen durch Vergleich mit Vorhersagen verschiedener theoretischer Kernmodelle Aussagen über die Struktur der einzelnen Niveaus von ^{16}O liefern.

Wie schon in der Einleitung bemerkt, gibt es mehrere Modelle für die Beschreibung der einzelnen Zustände von ^{16}O. Man kann sie in zwei Gruppen aufteilen.

1. Reines Schalenmodell: Dazu gehören die relativ einfachen Einteilchen-Einloch-Schalenmodellrechnungen von Gillet und VinhMau[4]. Hier können durch ein Loch in der p-Schale und einem Teilchen in der s,d-Schale nur die Zustände negativer Parität beschrieben werden. Nimmt man für den Grundzustand von ^{15}N eine reine $p_{1/2}^{-1}$ Konfiguration (relativ zur abgeschlossenen p-Schale in ^{16}O) an, so lassen sich mit den Wellenfunktionen von Gillet

Tabelle VI: Wellenfunktionen und Energien für die Zustände von ^{16}O nach dem Modell von Zuker, Buck und McGrory[11]. Die Zahlen in den Klammern geben die Werte der partiellen JT-Kopplung an. Ist eine dritte Zahl angegeben, so handelt es sich dabei um die "Seniority" dieses Zustandes. Amplituden kleiner als 0.28 sind nicht aufgeführt. Für den Grundzustand ist die Bindungsenergie relativ zum Rumpf ^{12}C angegeben, alle anderen Energien entsprechen den Anregungsenergien.

J^π	T	Wellenfunktion	$E_{theor.}$ (MeV)	$E_{exp.}$ (MeV)
0^+	0	$+0.71p^4+0.58d^2(01)p^2(01)$	35.00	35.44
0^+	0	$+0.34p^4-0.62s^4+0.39d^2(01)s^2(01)-0.40d^2(10)s^2(10)$	5.83	6.05
4^+	0	$-0.69d^2(41)p^2(01)-0.33d^2(50)s^2(10)$ $-0.28d^3(9/2,1/2)s-0.43d^4(402)$	10.33	10.36
6^+	0	$-0.79d^3(13/2,1/2)s-0.50d^4(604)$	17.42	16.20
0^-	0	$+0.75sp^3-0.62d^2(01)sp$	9.39	10.95
1^-	0	$+0.69sp^3+0.36s^3p-0.54d^2(01)sp$	7.34	7.12
2^-	0	$+0.81dp^3+0.47d^3(5/2,1/2,1)p$	8.52	8.88
3^-	0	$+0.81dp^3+0.50d^3(5/2,1/2,1)p$	6.22	6.13
0^-	1	$+0.73sp^3-0.33s^3p+0.47[d^2(01)s](1/2,3/2)p$	12.10	12.79
1^-	1	$+0.79sp^3+0.56[d^2(01)s](1/2,3/2)p$	12.82	13.08
2^-	1	$+0.79dp^3+0.49d^3(5/2,3/2,1)p$	12.46	12.97
3^-	1	$+0.81dp^3+0.53d^3(5/2,3/2,1)p$	12.82	13.26

und VinhMau[4] spektroskopische Faktoren für einige Übergänge der Reaktion $^{15}N(\tau,d)^{16}O$ berechnen. Sie sind in Tabelle IV angegeben.
Zu den Schalenmodellrechnungen gehört ferner das Modell von Zuker, Buck und McGrory[11] (ZBM). Im Rahmen dieses Modells sind auch die Zustände positiver Parität im ^{16}O berechenbar, da hier alle möglichen Anregungen von Konfigurationen bis zur Vierteilchen-Vierloch-Anregung berücksichtigt werden. Allerdings ist die Basis dieser Rechnung auf die Unterschalen $1p_{1/2}$, $1d_{5/2}$ und $2s_{1/2}$ beschränkt.

In Tabelle VI sind die damit erhaltenen Wellenfunktionen[11] für Zustände im ^{16}O angegeben. Auch die Grundzustandswellenfunktion von ^{15}N ist in diesem Modell angegeben. Sie zeigt im Gegensatz zu obiger Annahme etwa 30 % Beimischung von Zweiteilchen-Dreiloch-Anregung:

$$\psi(^{15}N_{g.s.}) = +\,0.83\; p_{1/2}^{\;3} \;+\; 0.51\; d_{5/2}^{\;2}\, p_{1/2}$$

(Das ist eine verkürzte Form, das heißt, Beiträge mit einer Amplitude von weniger als 0.28 sind in der Veröffentlichung[11] von ZBM nicht angegeben. Für die Berechnung der spektroskopischen Faktoren wurden die vollständigen Wellenfunktionen[61] benutzt. Die Berechnung erfolgte analog der Beschreibung von McFarlane und French[44] unter Berücksichtigung der Isospinkopplung. Für die "fractional parentage" Koeffizienten wurden die Werte von Talmi und Shalit[45] benutzt.

2. Gemischte Modelle: Hierbei handelt es sich um Rechnungen, die das kollektive Rotationsmodell mit dem Schalenmodell kombinieren. In diese Klasse gehören die Rechnungen von Brown und Green[9] (siehe Einleitung) und auch die Hartree-Fock-Rechnungen von Kelson[8]. Auch hier wird ^{12}C mit seiner abgeschlossenen $p_{3/2}$-Schale als Rumpf

Tabelle VII: Energien und Wellenfunktionen berechnet nach dem Modell von Kelson[8]. Angegeben sind die Prozentzahlen der sphärischen und kollektiven Anteile. Dabei bedeutet sphärisch: maximal Einteilchen-Einloch-Anregung, während zwei oder mehr angeregte Teilchen zu den kollektiven Anteilen gerechnet werden. Bei den Zuständen mit vorwiegend sphärischer Struktur ist Form der Hauptkonfiguration angegeben.

J^π	T	$E_{theor.}$ (MeV)	E_{exp} (MeV)	Hauptkonfiguration	sphärischer Anteil (%)	kollektiver Anteil (%)
0^+	0	0.00	0.00	$(p_{1/2})^4$	98	2
0^+	0	6.0	6.05	-	2	98
3^-	0	6.3	6.13	$d_{5/2}(p_{1/2})^{-1}$	94	6
1^-	0	7.0	7.12	$s_{1/2}(p_{1/2})^{-1}$	93	7
2^+	0	7.1	6.92	-	-	100
2^-	0	8.3	8.88	$d_{5/2}(p_{1/2})^{-1}$	100	-
0^-	0	8.9	10.95	$s_{1/2}(p_{1/2})^{-1}$	100	-
1^-	0	9.9	9.59	-	18	82
4^+	0	10.1	10.36	-	-	100
3^-	0	12.4	11.63	-	6	94
2^-	0	13.3	12.53	$d_{3/2}(p_{1/2})^{-1}$	89	11
1^-	0	13.7	12.44	$d_{3/2}(p_{1/2})^{-1}$	100	-
6^+	0	13.9	(16.21)	-	-	100
5^-	0	14.8	(~16)	-	-	100
1^-	1	11.9	13.08	$s_{1/2}(p_{1/2})^{-1}$	100	-
2^-	1	12.1	12.97	$d_{5/2}(p_{1/2})^{-1}$	100	-
0^-	1	12.4	12.79	$s_{1/2}(p_{1/2})^{-1}$	100	-
3^-	1	13.3	13.26	$d_{5/2}(p_{1/2})^{-1}$	100	-
1^-	1	17.2		$d_{3/2}(p_{1/2})^{-1}$	100	-
2^-	1	17.7		$d_{3/2}(p_{1/2})^{-1}$	100	-

behandelt. Übrig bleibt ein Vierteilchenproblem in den möglichen Schalen $1p_{1/2}$, $2s_{1/2}$, $1d_{5/2}$ und $1d_{3/2}$. Die Ergebnisse von Kelson[8] sind in Tabelle VII zusammengefaßt. Dabei bedeutet "sphärisch", abgesehen vom Nullteilchen-Null-Loch-Grundzustand, lediglich dominierende Einteilchen-Einloch-Anregungen, während unter "kollektiv" alle Wellenfunktionen mit zwei oder mehr angeregten Teilchen und entsprechenden Löchern zu verstehen sind.

Auch mit den Wellenfunktionen dieser drei "gemischten Modelle" wurden, soweit möglich, spektroskopische Faktoren berechnet. Für die Berechnung nach dem Kelson-Modell wurde jeweils nur der sphärische Anteil der Wellenfunktion berücksichtigt. Hierbei wurde für den Grundzustand von ^{15}N wieder die Struktur $p_{1/2}^{-1}$ relativ zur abgeschlossenen p-Schale im ^{16}O angenommen. Die so erhaltenen ^1S-Werte sind in drei weiteren Spalten von Tabelle IV angegeben.

6.2.1.1 Die Zustände gerader Parität

Für den Grundzustand liefern die einzelnen Modelle recht unterschiedliche Werte. Bei der Benutzung der fast völlig sphärischen (98 %) Wellenfunktion von Kelson erhält man $S_o = 3.92$, was sehr dicht bei dem Wert $S_o = 4.0$ liegt, den man bei einfacher Schalenmodellrechnung erwartet. Die ZBM-Wellenfunktion[61] enthält 29 % Zweiteilchen-Zweiloch- und 5 % Vierteilchen-Vierloch-Beimischungen. Der damit erhaltene spektroskopische Faktor $S_o = 2.83$ stimmt recht gut mit dem experimentell bestimmten Wert von $S_o = 2.66$ überein.
Die Zustände Nr. 1 (0^+, 6.05 MeV), Nr. 3 (2^+, 6.92 MeV) und Nr. 8 (4^+, 10.36 MeV) werden nach den Arbeiten von Carter et al.[5] und Borysowicz[6] als Rotationsbande mit $K = 0^+$ interpretiert. Man hat also einen großen Anteil von Vielteilchen-Vielloch-Konfigurationen zu erwarten.

Der Bandenkopf sollte nur geringe Beimischung einer doppelt abgeschlossenen Schalenstruktur enthalten, deren Größe durch Einteilchenstripping zu messen wäre. Dieser Anteil schwankt bei den einzelnen Modellen sehr stark und damit auch die daraus folgenden spektroskopischen Faktoren. Bei Kelson beträgt der sphärische Anteil für den 0^+-Zustand bei 6.05 MeV nur 2 %, während sich bei den Rechnungen von Brown und Green 8.2 % und bei Zuker (ZBM) sogar 10.7 % ergeben. Die entsprechenden Werte für S_1 sind: 0.08, 0.27 und 0.32. Der spektroskopische Faktor von Kelson $S_1 = 0.08$ stimmt am besten mit dem in dieser Arbeit ermittelten Wert von 0.09 überein.

Nach Brown und Green[9] sollte der 0^+-Zustand bei 11.26 MeV (Nr. 12) über doppelt so stark wie der erste angeregte 0^+-Zustand bevölkert werden. Das konnte experimentell leider nicht nachgeprüft werden, da dieser Zustand eine Breite von 2.5 MeV besitzt und sich deshalb die entsprechende Linie im Energiespektrum nicht genügend heraushebt. Für die anderen vermuteten Mitglieder der Rotationsbande (Zustand Nr. 3 und 8) gibt Kelson 100 % kollektiven Charakter an, das heißt, S = 0. Brown und Green finden für den 2^+-Zustand bei 6.92 MeV 85 % Vierteilchen-Vierloch- und 15 % Zweiteilchen-Zweiloch-Konfigurationen und für den 4^+-Zustand eine Wellenfunktion mit fast reiner Vierteilchen-Vierloch-Struktur.

Auch die Schalenmodell-Rechnung von ZBM liefert für diese beiden Zustände eine Struktur, die nur aus großen Vierteilchen-Vierloch- und Zweiteilchen-Zweiloch-Termen besteht (siehe Tabelle VI). Natürlich ist der Überlapp mit der Wellenfunktion des Grundzustandes von ^{15}N im Rahmen dieses Modells ebenfalls Null, da der Übertrag eines Teilchens in die $p_{3/2}$-, $f_{5/2}$- bzw. $f_{7/2}$-Schale erforderlich ist, was in der Rechnung nicht berücksichtigt wird. Die im Experiment gefundenen schwachen $p_{3/2}$-Übergänge bzw. solche mit $\ell = 3$ sind konsistent mit diesen Aussagen.

Für den Zustand Nr. 7 (2^+, 9.85 MeV) vermutet Borysowicz[6], daß es sich um das erste Mitglied einer Bande mit K = 2 handelt. Auch das kann von der hier untersuchten Reaktion unterstützt werden. Die Winkelverteilung dieses Übergangs ist praktisch isotrop. Bei einer früheren sehr vorläufigen $^{14}N(\tau,p)$-Messung[59] wurde dieser Zustand stark bevölkert, und die Winkelverteilung dieses Übergangs zeigte eine kräftige Struktur. Das deutet auf einen großen Anteil einer Zweiteilchen-Zweiloch-Komponente hin. Der hier gefundene schwache Übergang bei etwa 11.08 MeV, dessen Winkelverteilung durch einen Drehimpulsübertrag von $\ell = 3$ charakterisiert wird, kann sowohl dem Zustand Nr. 10 (3^+, 11.07 MeV) als auch Zustand Nr. 11 (4^+, 11.09 MeV) zugeordnet werden. Möglicherweise ist dieser 4^+-Zustand das zweite Mitglied der auf den 2^+-Zustand bei 9.85 MeV aufbauenden Bande mit K = 2.

Auch für einen vierten 0^+-Zustand bei 12.02 MeV (Nr. 15) und einem weiteren 2^+-Zustand bei 13.01 MeV (Nr. 19 a) gibt es keine Erklärung im Rahmen der vorhandenen Modelle. Diese Übergänge wurden in der hier vorliegenden Arbeit auch nicht beobachtet.

6.2.1.2 Die Zustände ungerader Parität

Für die Übergänge zu den Zuständen mit ungerader Parität sollten schon die einfachen Einteilchen-Einloch-Schalenmodellrechnungen recht gute Ergebnisse liefern. In der Tat stimmen die mit den Wellenfunktionen von Gillet und VinhMau[4] berechneten spektroskopischen Faktoren im Mittel am besten mit den experimentellen S-Werten überein. Dabei ist die Zuordnung für drei Zustände nicht sicher. Den Zuständen Nr. 4 mit E_{exp} = 7.12 MeV, Nr. 16 mit E_{exp} = 12.44 MeV und Nr. 17 mit E_{exp} = 12.53 MeV wurden in dieser Arbeit die drei folgenden theoretisch sich ergebenden Anregungsenergien zugeordnet: 4.71 MeV, 10.0 MeV und 14.7 MeV.

Die spektroskopischen Faktoren nach dem ZBM-Modell sind für fast alle Übergänge zu Zuständen mit negativer Parität etwas zu groß.
Für die Zustände Nr. 2 und Nr. 9 (3^-, 6.13 MeV bzw. 0^-, 10.94 MeV) ist die Übereinstimmung des Experiments mit den Ergebnissen der drei hier betrachteten theoretischen Modellen am besten. Sie sind danach fast reine Einteilchen-Einloch-Zustände, das heißt, sie haben vorwiegend die Struktur $d_{5/2}(p_{1/2})^{-1}$ bzw. $s_{1/2}(p_{1/2})^{-1}$.
Für den Zustand 4 (7.12 MeV) liefert das ZBM-Modell natürlich nur für $2s_{1/2}$-Stripping einen spektroskopischen Faktor. Auch Kelson gibt für diesen Zustand eine 93 % sphärische Wellenfunktion der Form $s_{1/2}(p_{1/2})^{-1}$ an. Beide Modelle liefern einen um etwa einen Faktor 2 zu großen spektroskopischen Faktor. Dagegen ist der S-Wert von Gillet bei der oben genannten Energiezuordnung sowohl für den Übertrag des Protons in die $2s_{1/2}$- als auch in die $d_{3/2}$-Schale vergleichbar mit den experimentell bestimmten Größen.
Der Zustand 6 (1^-, 9.59 MeV) ist nach Kelson zu 82 % kollektiv. Nach den Ergebnissen dieser Arbeit ist der sphärische Anteil jedoch noch etwa einen Faktor 10 geringer. Der Zustand ist sehr breit ($\Gamma \approx 650$ keV). Der experimentelle S-Wert ist also nicht sehr genau, jedoch aufgrund des geringen Untergrundes in der Umgebung dieser Linie höchstens um einen Faktor 2 unsicher. Dagegen war es nicht mehr möglich, die Winkelverteilung des 1200 keV breiten Zustandes 14 (3^-, 11.63 MeV) zu ermitteln. Nach Kelson ist dieser Zustand auch zu 94 % kollektiv.
Die Winkelverteilung des Übergangs zum 1^--Zustand bei 12.44 MeV (Nr. 16) ist aufgrund der Breite dieses Zustandes von 90 keV und des relativ hohen Untergrundes in diesem Teil der Energiespektren etwas unsicher. Sie hat aber etwa die Form eines Überganges mit $\ell = 0$. Bei obiger Niveauzuordnung liefert die Wellenfunktion von Gillet für $2s_{1/2}$-Stripping einen spektroskopischen Fak-

tor $C^2 \cdot S = 0.24$ in sehr guter Übereinstimmung mit dem experimentellen Wert von 0.25. Dagegen ergibt sich nach dem ZBM-Modell nur eine sehr kleine Amplitude von $C^2 \cdot S = 0.04$. Auch bei Kelson ist die Hauptkonfiguration dieses Zustandes von der Form $d_{3/2}(p_{1/2})^{-1}$. Der experimentelle Befund deutet dagegen auf einen größeren Beitrag der Struktur $2s_{1/2}(p_{1/2})^{-1}$ hin.
Für den nächsten Zustand, Nr. 17 (2^-, 12.53 MeV), sind alle drei Modelle wieder konsistent. Sowohl bei Kelson als auch bei Gillet ist die Hauptkomponente von der Form $d_{3/2}(p_{1/2})^{-1}$,mit einer elfprozentigen kollektiven Beimischung bei Kelson. Führt man für diesen Zustand die DWBA-Rechnung mit j = 3/2 durch, dann ist die Übereinstimmung mit den S-Werten dieser beiden Modelle recht gut. Im Rahmen der ZBM-Basis läßt sich natürlich ein $d_{3/2}^-$ Übergang nicht berechnen. Der S-Wert für $d_{5/2}$ ist in diesem Modell aber auch entsprechend klein. Die Hauptkomponenten der restlichen untersuchten Zustände ungerader Parität (ausgenommen Nr. 20a) haben in allen drei Modellen für Übergänge mit $\ell = 2$ die Struktur $d_{5/2}(p_{1/2})^{-1}$ bzw. für Übergänge mit $\ell = 0$ die Struktur $2s_{1/2}(p_{1/2})^{-1}$. Nach Kelson sind diese Zustände auch zu 100 % sphärisch. In der Tat liefern alle drei Modelle für die Zustände 18, 19, 20 und 21 übereinstimmend für die vier spektroskopischen Faktoren Werte, die in der Nähe von eins liegen. Berücksichtigt man die Unsicherheit bei der Bestimmung der experimentellen S-Werte für diese Protonen-instabilen Zustände, dann ist der Vergleich mit den theoretisch berechneten spektroskopischen Faktoren zufriedenstellend. (Siehe dazu auch die S-Werte aus der Reaktion $^{15}N(d,p)^{16}N$ [41].) Eine Ausnahme bildet vielleicht der Zustand 20a (3^-, 13.12 MeV). Für den Übergang zu diesem Zustand liefert das ZBM-Modell einen Wert, der sicher um eine Größenordnung zu klein ist. Allerdings sind, wie oben diskutiert wurde, die experimentellen S-Werte für Zustand 20 und 20a aufgrund der Überlagerung dieser beiden Übergänge nicht sehr sicher. Die Haupt-

komponente der sich überlagernden beiden Verteilungen hat andererseits die charakteristische Form eines Überganges mit $\ell = 2$. Da in allen drei Modellen der Zustand 20 durch Übertrag eines Protons in die $2s_{1/2}$- und nicht in die $d_{3/2}$-Schale angeregt wird, kann man annehmen, daß der Übergang mit $\ell = 2$ in den Zustand 20a führt, und zwar als $d_{5/2}$-Stripping. Da die Komponente mit $\ell = 0$ nur maximal 20 % zum Wirkungsquerschnitt beiträgt, wirkt sich eine Änderung von S_{20} auf S_{20a} kaum aus. Damit ist die Diskrepanz zwischen Experiment und ZBM wohl ernst zu nehmen. Fulbright et al.[3] geben sogar eine rein durch $\ell = 2$ charakterisierte Winkelverteilung an, die überraschenderweise einen viermal größeren spektroskopischen Faktor liefert als die in dieser Arbeit untersuchte Messung.

6.2.1.3 Summenregeln

Nach McFarlane und French[44,46] ist die Stärke eines Überganges bei Strippingreaktionen wie folgt definiert:

$$G_{\ell j} = \frac{2J_f+1}{2J_i+1} \cdot C^2 \cdot S_{\ell j}$$

Für die Summen dieser Stärken gilt nach dem Schalenmodell für die Reaktion $^{15}N(\tau,d)^{16}O$:

$$\sum G_{\ell j}(T_<) = (\text{mittlere Anzahl der Protonenlöcher})_{\ell j} - 1/2\ (\text{mittlere Anzahl der Neutronenlöcher})_{\ell j}$$

$$\sum G_{\ell j}(T_>) = 1/2\ (\text{mittlere Anzahl der Neutronenlöcher})_{\ell j}$$

Die oberen Grenzen für die einzelnen Summenregeln sind also:

T = 0:	$1p_{1/2}$-Transfer	$\sum G_{1,1/2} = 1$
T = 0 oder 1:	$1d_{5/2}$-Transfer	$\sum G_{2,5/2} = 3$
	$2s_{1/2}$-Transfer	$\sum G_{0,1/2} = 1$
	$1d_{3/2}$-Transfer	$\sum G_{2,3/2} = 2$

In Tabelle VIII und IX sind die Übergangsstärken entsprechend den Werten von $C^2 \cdot S$ von Tabelle IV und die jeweiligen Summen für die Zustände mit T = 0 bzw. T = 1 angegeben.
Dabei sind die Werte für die Summenregeln im Falle T = 1 unsicherer, da sie nur aus spektroskopischen Faktoren von Übergängen zu ungebundenen Zuständen berechnet werden. Zum Vergleich sind deshalb in Tabelle IX auch die Übergangsstärken aus der analogen Reaktion $^{15}N(d,p)^{16}N$ [41] zusammengestellt.

Tabelle VIII: Experimentelle Übergangsstärken $G_{\ell j}$ und deren Summen für Übergänge der Strippingreaktion $^{15}N(_T,d)^{16}O$ in Zustände mit T = 0. Die Zahlen in den Klammern geben die oberen Grenzen für die Summenregeln nach dem einfachen Schalenmodell an.

T = 0

Niv.Nr.	J^π	$G_{1\ 1/2}$	$G_{0\ 1/2}$	$G_{2\ 3/2}$	$C_{2\ 5/2}$
0	0^+	0.665			
1	0^+	0.025			
2	3^-				1.4
4	1^-		0.3	0.195	
5	2^-				0.9
6	1^-		0.012		
9	0^-		0.250		
12	0^+	?			
16	1^-		0.375		
17	2^-			1.125	
20a	3^-				0.42
$\sum G_{\ell j}$:		0.69+) (1.0)	0.94 (1.0)	1.32 (2.0)	2.72 (3.0)

+) Dieser Wert ist nur eine untere Schranke, da für Zustand Nr. 12 aufgrund seiner Breite von 2.5 MeV kein spektroskopischer Faktor ermittelt werden konnte (siehe Text).

Tabelle IX: Experimentelle Übergangsstärken $G_{\ell j}$ und deren Summen für Übergänge der Stripping-Reaktionen $^{15}N(\tau,d)^{16}O$ und $^{15}N(d,p)^{16}N$ [41] in Zustände mit T = 1. Die Zahlen in den Klammern geben die oberen Grenzen für die Summenregeln nach dem einfachen Schalenmodell an.

T = 1

Niv. Nr.	J^π	$G_{0\ 1/2}$		$G_{2\ 5/2}$	
		$(d,p)^{41)}$	(τ,d)	$(d,p)^{41)}$	(τ,d)
18	0^-	0.24	0.20		
19	2^-			1.40	0.875
20	1^-	0.70	0.585		
21	3^-			1.96	0.945
$\sum G_{\ell j}$:		0.94	0.79(1.0)	3.36	1.82(3.0)

Der Grundzustandsübergang und der Übergang zum ersten angeregten 0^+-Zustand geben zusammen nur 69 % der möglichen $p_{1/2}$-Stärke. Das ist in guter Übereinstimmung mit dem Modell von Brown und Green[9]. Deren Wellenfunktion liefert für den Übergang zum Zustand Nr. 12 (0^+,11.26 MeV) eine Stärke von 34 %. Aufgrund der großen Breite dieses Zustandes von 2.5 MeV war es, wie erwähnt, nicht möglich, diese Aussage zu prüfen. Bei einigen Spektren unter Vorwärtswinkeln mit besonders guter Statistik konnte eine sehr breite Verteilung beobachtet werden, deren Schwerpunkt etwa bei einer Energie entsprechend Zustand Nr. 12 lag. Man kann also ziemlich sicher annehmen, daß dieser Zustand bevölkert wird. Stimmt die Stärke etwa mit dem Wert von Brown[9] überein, so geben diese drei 0^+-Zustände recht genau 100 % der $p_{1/2}$-Stärke.

Die Stärke der Übergänge zu den vier Zuständen Nr. 4, 6, 9 und 16 schöpfen bereits 94 % der maximalen $2s_{1/2}$-Stärke für T = 0 aus. Auch von der $d_{5/2}$-Stärke für Übergänge in Zustände mit T = 0 sind im untersuchten Anregungsbereich bereits 91 % beobachtet worden. Dagegen wird in den beiden Übergängen zu den Zuständen 4 und 17 nur etwa 66 % der maximal möglichen $d_{3/2}$-Stärke verbraucht. Der Hauptbeitrag zu dieser Summe wird vom Übergang zum protoneninstabilen Zustand Nr. 17 geliefert. Wie bereits mehrmals erwähnt, sind die S-Werte für diese Zustände nicht allzu sicher.+) Außerdem ist, wie schon oben diskutiert, für den Zustand 16 (1^-, 12.44 MeV) nach Kelson[8] ein $d_{3/2}$-Übergang möglich. Der Anteil konnte aufgrund der experimentellen Unsicherheiten leider nicht aus der entsprechenden Winkelverteilung ermittelt werden. Für die Übergänge in Niveaus mit T = 0 kann man deshalb wohl sagen, daß im untersuchten Anregungsbereich vom ^{16}O bis E_x = 13.3 MeV fast die gesamte Stärke für $1p_{1/2}$, $2s_{1/2}$, $1d_{5/2}$-Stripping gefunden wurde. Das ist auch konsistent mit allen drei untersuchten theoretischen Modellen. Sie liefern alle keine oder sehr schwache Übergänge mit dieser Einteilchenstruktur bei höheren Energien. Der in dieser Arbeit gefundene Wert von 66 % für die $d_{3/2}$-Stärke kann aufgrund der Unsicherheit der Extrapolation des DWBA-Wirkungsquerschnittes nur als untere Grenze angesehen werden. Die Stärke ist praktisch völlig in dem einen protoneninstabilen Zustand Nr. 17 konzentriert.

+) Benutzt man zum Beispiel für diesen Übergang den S-Wert aus der (τ,d)-Messung von Fulbright et al.[3], so erhält man für die Summe der experimentellen $d_{3/2}$-Stärke den Wert 2.02, das heißt mehr als maximal möglich.

Für Übergänge in Zustände mit T = 1 wurden 79 % der $2s_{1/2}^-$ und 61 % der $d_{5/2}^-$-Stärke ermittelt. Da aber alle vier Zustände mit T = 1 protoneninstabil sind, sind diese Ergebnisse aufgrund der Unsicherheit der DWBA-Analyse nicht sehr zuverlässig. Zieht man zum Vergleich die Ergebnisse der Reaktion $^{15}N(d,p)^{16}N$ [41], die in die analogen gebundenen Zustände mit T = 1 im ^{16}N führt, heran, so findet man 94 % $2s_{1/2}^-$ und sogar 110 % der $d_{5/2}^-$-Stärke. Man kann also wohl annehmen, daß auch in den Übergängen zu den vier untersuchten Zuständen im ^{16}O mit T = 1 (Nr. 18, 19, 20 und 21) die volle $2s_{1/2}^-$ und $d_{5/2}^-$-Stärke konzentriert ist.

Einen Übergang mit einer $d_{3/2}^-$-Amplitude zu einem Zustand mit T = 1 konnte bei der Einschußenergie dieser Arbeit nicht festgestellt werden. In der Messung mit E_τ = 24.9 MeV von Fulbright et al.[3] wurde in den Energiespektren eine schwache, breite Linie entsprechend einer Anregungsenergie von 17.12 MeV beobachtet. Dieser Zustand Nr. 45 hat (siehe Tabelle I) Spin und Parität 1^-. Möglicherweise entspricht dieser Zustand dem von Kelson[8] vorhergesagten 1^--Niveau mit T = 1 und der Hauptkonfiguration $d_{3/2}(p_{1/2}^{-1})$. Leider wurde von Fulbright[3] die Winkelverteilung für diesen Übergang nicht angegeben. Es kann also nicht nachgeprüft werden, ob und mit welcher Stärke dieser Zustand durch $d_{3/2}^-$-Stripping bevölkert wird.

Dieser eine Übergang zum Niveau Nr. 45 bei 17.12 MeV ist der einzige, den Fulbright et al.[3] im Energiebereich zwischen 13.3 und etwa 22 MeV beobachten konnten. Das ist konsistent mit den Ergebnissen der Summenregeln: Alle Zustände in ^{16}O mit deutlichen $p_{1/2}^-$, $2s_{1/2}^-$, $d_{5/2}^-$ und zum Teil auch $d_{3/2}^-$-Einteilchenstärken liegen unterhalb einer Anregungsenergie von 13.3 MeV.

6.2.2 Die Pick-up-Reaktion

In Tabelle V sind neben den experimentellen spektroskopischen Faktoren auch die Vorhersagen nach den Modellen von ZBM[11], Gillet und VinhMau[4] und Kelson[8] zusammengestellt. Für die Berechnung nach den beiden letzteren Modellen wurde für den Grundzustand von ^{17}O eine reine $d_{5/2}$-Wellenfunktion (relativ zum abgeschlossenen Restkern ^{16}O) angenommen.
Die ^{17}O Grundzustandswellenfunktion hat im ZBM-Modell[11] dagegen die Hauptkomponente

$$\psi_o = +\,0.69\; d_{5/2}p_{1/2}^{\;4} - 0.31\; d_{5/2}^{\;3}(5/2,1/2,1)\; p_{1/2}^{\;2}(0,1) + 0.50\; d_{5/2}^{\;3}(5/2,3/2,1)p_{1/2}^{\;2}(0,1)$$

Hierbei sind nur Komponenten mit Amplituden größer als 0.28 angegeben. Dabei bedeuten die Zahlen in den Klammern die Werte der jeweiligen partiellen JT-Kopplung. Bei drei Zahlen gibt die dritte Zahl zusätzlich die "Seniority" des Zustandes an.

6.2.2.1 Die Zustände gerader Parität

Für die Übergänge zu den Zuständen gerader Parität ist die Übereinstimmung mit den Rechnungen von Zuker et al.[61] recht unterschiedlich. Für den Grundzustandsübergang, der den Hauptanteil der Stärke für $\ell = 2$ liefert, ist die Übereinstimmung sehr gut. Auch die $d_{5/2}$-Komponente für Zustand Nr. 3 (2^+, 6.92 MeV) wird gut wiedergegeben. Aus der Abweichung beim ersten angeregten 0^+-Zustand ist bei diesem extrem kleinen spektroskopischen Faktor wohl keine Aussage für die Güte der Wellenfunktion des ZBM-Modells zu ziehen. Dagegen liegt bei Zustand 8 (4^+, 10.36 MeV) und vielleicht auch bei Zustand 7 (2^+, 9.85 MeV) eine ernstzunehmende Diskrepanz vor. Die Unterschiede der (τ,α)-Messung, verglichen mit den spektroskopischen Faktoren des ZBM-Modells, sind zwar nicht mehr

so groß wie bei der (p,d)-Messung von Mendelson et al.[43]. Trotzdem sind die hier ermittelten experimentellen Werte für Zustand 8 und 7 noch um einen Faktor 10 bzw. 4 kleiner als die theoretischen Werte. Mendelson et al.[43] vermuteten, daß die 2^+-Wellenfunktion nicht Zustand Nr. 7, sondern vielleicht Zustand 13 (2^+, 11.52 MeV) zugeordnet werden müßte. In der Reaktion $^{17}O(p,d)$ [43] konnte das nicht geprüft werden, da dieser Übergang durch den viel stärkeren Grundzustandsübergang der Reaktion $^{16}O(p,d)^{15}O$ überdeckt wird. Bei der hier untersuchten $^{17}O(\tau,\alpha)$-Messung liegt die dem Übergang $^{16}O(\tau,\alpha_o)$ entsprechende Linie zwar auch in der Nähe der Linie des fraglichen Überganges zum Zustand Nr. 13. Der Abstand ist jedoch so groß, zumindest bei größeren Winkeln, daß eine Trennung der beiden Linien möglich wäre. Es konnte jedoch nichts gefunden werden. Die Diskrepanz für Zustand 7 bleibt also bestehen. Ähnlich könnte man bei Zustand 8 die fehlende Stärke dem nächsten 4^+-Zustand bei 11.09 MeV (Nr. 11) zuschreiben. In dieser Gegend wurde auch ein Übergang mit $\ell = 2$ gefunden. Er scheint aber aufgrund seiner Form eher ein $d_{3/2}$-Übergang zu sein und wurde in dieser Arbeit dem Zustand 10 (3^+, 11.07 MeV) zugeordnet. Würde man ihn durch $d_{5/2}$-Pick-up erklären, so wäre auch dann der $C^2 \cdot$ S-Wert von 0.044 viel zu klein, das heißt auch für diesen Übergang bleibt die Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment bestehen. Der $C^2 \cdot$ S-Wert von 0.25 nach ZBM[61] für Zustand 8 ist ohnehin erstaunlich groß. Kelson[8] sagt für die Wellenfunktion dieses 4^+ Zustandes 100 % kollektiven Charakter voraus. Übergänge zu den beiden weiteren 0^+-Zuständen bei 11.26 MeV und 12.02 MeV konnten in Übereinstimmung mit den theoretischen Vorhersagen nicht gefunden werden.

Die zur Erklärung der Winkelverteilung zum 2^+-Zustand bei 6.92 MeV (Nr. 3) notwendige Komponente mit $\ell = 0$ steht

nicht unbedingt im Widerspruch zum ZBM-Modell[11], denn die vollständige Wellenfunktion[61] sowohl für diesen Zustand als auch für den Grundzustand von ^{17}O enthält schwache $2s_{1/2}$ Anteile (zum Beispiel für den Grundzustand von ^{17}O Komponenten der Struktur $d_{5/2}^2$, $2s_{1/2}^2(p_{1/2})^{-4}$, $d_{5/2}^3\ 2s_{1/2}(p_{1/2})^{-4}$ usw.). Mit dieser Wellenfunktion erhält man als grobe obere Abschätzung für die Stärke dieses Überganges einen Wert von $S < 0.1$. Der experimentelle Wert ist $S < 0.28$.

6.2.2.2 Die Zustände ungerader Parität

Die Übergänge zu den Zuständen ungerader Parität können neben dem ZBM-Modell[11] auch mit den Vorhersagen von Gillet und VinhMau[4] und Kelson[8] verglichen werden. Dabei wurde bei den Wellenfunktionen von Gillet[4] die gleiche Zuordnung zu den experimentellen Niveaus wie in der Reaktion $^{15}N(\tau,d)^{16}O$ benutzt. Von Interesse sind dabei die Übergänge zu den 1^--Zuständen, da diese nur durch $p_{3/2}$-Pick-up bevölkert werden können. Die Übereinstimmung der experimentell ermittelten spektroskopischen Faktoren mit den berechneten Werten ist bei allen drei Modellen im allgemeinen recht gut. Allerdings ist die im GVM-Modell angegebene Stärke für $p_{3/2}$-Pick-up im untersuchten Energiebereich viel zu groß. Im Übergang zum 1^--Zustand (Nr. 4) bei 7.12 MeV kann der hier gefundene $C^2 \cdot S$-Wert von 0.01 für die $p_{3/2}$-Komponente aufgrund der Form der Winkelverteilung bestenfalls eine obere Abschätzung sein. Die Zustände 16 und 17 (1^-, 12.44 MeV bzw. 2^-, 12.53 MeV) werden in der $^{17}O(\tau,\alpha)$-Reaktion gar nicht bzw. sehr schwach angeregt. Auch der kleine $C^2 \cdot S$-Wert von 0.09 für die Übergänge zu dem Dublett 20 + 20a zeigt, daß der 3^--Zustand bei 13.12 MeV (Nr. 20a) wohl nur durch $p_{1/2}$-Pick-up bevölkert wird. Aus den Wellenfunktionen von GVM[4] ergibt sich für $p_{1/2}$-Pick-up ein spektroskopischer Faktor von 0.05, in Übereinstimmung mit dem Experiment, dagegen für $p_{3/2}$-Pick-up ein Wert von 0.4

In der (p,d)-Reaktion[43] wurden Übergänge zu zwei Zuständen bei einer Anregungsenergie von 15.22 bzw. 15.42 MeV gefunden. Auch in der hier untersuchten (τ,α)-Messung waren an den entsprechenden Stellen im Energiespektrum schwache Linien zu erkennen. Die dazugehörigen Winkelverteilungen konnten aber aufgrund des hohen Untergrundes nicht ausgewertet werden. Diese Niveaus haben Spin und Parität 2^- bzw. vermutlich 3^-. Sie wurden in der Reaktion $^{15}N(\tau,d)^{16}O$ nicht angeregt, das heißt, ihre Wellenfunktionen enthalten keine größeren Amplituden der Struktur $(p_{1/2})^{-1}d^1$. Möglicherweise sind das die ersten Zustände mit T = 0, die eine merkliche Beimischung der Form $(p_{3/2})^{-1}d$ besitzen.

Für die Übergänge zu den Zuständen Nr. 4 und 9 wurden zwei schwache Linien gefunden, deren Winkelverteilungen sich nur durch den Übertrag eines Neutrons mit Drehimpuls ℓ = 3 erklären lassen. Die entsprechenden spektroskopischen Faktoren sind allerdings sehr klein: 0.007 bzw. 0.008. Das würde auf eine sehr geringe $f_{7/2}$-Beimischung im Grundzustand von ^{17}O hinweisen. In der Veröffentlichung über die Messung $^{17}O(p,d)^{16}O$ [43] sind keine Angaben über Winkelverteilungen mit ℓ = 3 gemacht. Vielleicht werden in der (τ,α)-Reaktion diese schwach angeregten Zustände, wie schon oben bemerkt, doch durch kompliziertere Reaktionsmechanismen bevölkert.

6.2.2.3 Summenregeln

Bei Pick-up Reaktionen ist nach French und McFarlane[46] die spektroskopische Stärke für einen Übergang mit Drehimpuls ℓ und Gesamtdrehimpuls j

$$G_{\ell j} = C^2 \cdot S_{\ell j}$$

Im Rahmen des einfachen Schalenmodells ergeben sich die maximalen Summenwerte für die Übergänge mit jeweils gleichem ℓ und j bei der Reaktion $^{17}O(\tau,\alpha)^{16}O$ nach der folgenden Regel:

$$\sum G_{\ell j}(T_>) = 1/2 \cdot (\text{mittlere Anzahl der Protonen})_{\ell j}$$

$$\sum G_{\ell j}(T_<) = (\text{mittlere Anzahl der Neutronen})_{\ell j} - 1/2 \cdot (\text{mittlere Anzahl der Protonen})_{\ell j}$$

(Bei Berücksichtigung von Vielteilchen-Vielloch-Konfigurationen im Grundzustand von ^{17}O kann sich der Maximalwert der Summenregel für die untersuchte Schale verringern, da sich die entsprechenden Teilchen zum Teil in höheren Schalen befinden.)
Die oberen Schranken der einzelnen Summenregeln sind also:

$T = 0$, $d_{5/2}$: $G_{2\ 5/2} = 1.0$
$T = 1$, $d_{5/2}$: $G_{2\ 5/2} = 0.0$

und gemeinsam für $T_>$ und $T_<$

$T = 0$, $T = 1$ $p_{1/2}$: $G_{1\ 1/2} = 1.0$
$p_{3/2}$: $G_{1\ 3/2} = 2.0$
$2s_{1/2}$: $G_{0\ 1/2} = 0.0$
$d_{3/2}$: $G_{2\ 3/2} = 0.0$

Die Summen der experimentellen spektroskopischen Amplituden für die unterschiedlichen Werte von ℓ,j und T sind in Tabelle X zusammengestellt. Die Zahlen in den Klammern geben die maximalen theoretischen Werte an. Die Werte für $p_{3/2}$-Pick-up ergeben sich aus der Annahme, daß sich der Summenwert der spektroskopischen Faktoren der Übergänge zu Zustand 20 und 20a aus etwa 50 % $p_{1/2}$-Stärke (Zustand 20a) und 50 % $p_{3/2}$-Stärke (Zustand 20) zusammensetzt.

Tabelle X: Summen der Übergangsstärken aus der Reaktion $^{17}O(\tau,\alpha)^{16}O$

	$^1p_{1/2}$	$^1p_{3/2}$	$^2s_{1/2}$	$^1d_{5/2}$	$^1d_{3/2}$
T = 0	0.63-0.68(1.0)	<0.01(2.0)	0.14(0.0)	0.92-1.0(1.0)	<0.09(0.0)
T = 1	0.72 (1.0)	<0.05(2.0)	0.0 (0.0)	0.0 (0.0)	0.0 (0.0)

Diese Tabelle zeigt, daß im untersuchten Energiebereich praktisch die volle $d_{5/2}$-Stärke auftritt. Dagegen wurde bis zu einer Anregungsenergie von 14 MeV sowohl für T = 0 als auch für T = 1 nur etwa 70 % der maximalen $p_{1/2}$-Stärke beobachtet. Möglicherweise sind die restlichen 30 % in Zuständen mit höherer Anregungsenergie zu suchen, zum Beispiel in den bei der (p,d)-Messung[43] gefundenen Übergängen zu den beiden Zuständen bei 15.22 und 15.42 MeV. Eine andere Erklärung ist vielleicht, wie schon oben erwähnt, die Beimischung von Vielteilchen-Vielloch-Konfigurationen in der Grundzustandswellenfunktion von ^{17}O. Der maximale Summenwert ist dann kleiner als eins. Dafür sprechen die gefundenen, wenn auch schwachen $2s_{1/2}$- und $d_{3/2}$-Stärken.
Eine nennenswerte $p_{3/2}$-Übergangsstärke konnte nicht gefunden werden,das heißt, Zustände mit einer meßbaren Amplitude der Form $(p_{3/2})^{-1}d_{5/2}$ sind im ^{16}O erst bei einer Anregungsenergie oberhalb von 14 MeV zu erwarten.

6.3 Zusammenfassende Diskussion

Durch die beiden untersuchten Reaktionen $^{15}N(\tau,d)^{16}O$ und $^{17}O(\tau,\alpha)^{16}O$ konnten für viele Zustände im ^{16}O bis zu einer Anregungsenergie von etwa 14 MeV die Hauptkomponenten ihrer Wellenfunktionen festgestellt werden. Es hat sich gezeigt, daß die Beschreibung der untersuchten Zustände durch verschiedene theoretische Modelle verhältnismäßig gut möglich ist. Insbesondere liefert die reine Schalenmodellrechnung von ZBM[11,61] für fast alle Übergänge beider Reaktionen zu Zuständen sowohl positiver als auch negativer Parität recht gute Übereinstimmung mit den Experimenten. Es ist also bestätigt worden, daß für ^{16}O eine Vernachlässigung der $p_{3/2}$- und $d_{3/2}$-Anregungen gerechtfertigt ist. In der Reaktion $^{17}O(\tau,\alpha)^{16}O$ wurde bei Zuständen unterhalb von 14 MeV Anregungsenergie praktisch keine $p_{3/2}$-Beimischung gefunden. Auch die in der Reaktion $^{15}N(\tau,d)^{16}O$ gefundene mögliche $d_{3/2}$-Stärke für T = 0 ist zum größten Teil im Übergang zu dem hochangeregten Zustand 17 (2^-, 12.53 MeV) konzentriert.
Die Bedeutung der $p_{3/2}$-Loch-Komponente ist in Abb. 15 illustriert (siehe Anhang 7.5).
Dort sind die spektroskopischen Faktoren für Pick-up Reaktionen von ^{15}N nach ^{14}N, von ^{16}O nach ^{15}O und von ^{17}O nach ^{16}O graphisch dargestellt, und zwar für die (τ,α)-Reaktionen die Ergebnisse dieser Arbeit bzw. meiner Diplomarbeit[12] und für die (p,d)-Messungen die der Autoren Snelgrove et al.[30,31] und Mendelson et al.[43]. Die Länge der Balken entspricht der Größe des spektroskopischen Faktors $C^2 \cdot S$. Man erkennt deutlich, daß die Stärke für $p_{3/2}$-Pick-up mit wachsender Massenzahl sehr schnell abnimmt. Während sie bei den Reaktionen von ^{15}N nach ^{14}N noch für viele Übergänge, auch zu Zuständen mit niedriger Anregungsenergie, den Hauptbeitrag liefert, ist sie beim Pick-up von ^{16}O nach ^{15}O schon fast völlig im Übergang zu einem einzigen Niveau konzentriert.

In den Übergängen von ^{17}O nach ^{16}O spielt sie praktisch keine Rolle mehr. (Wegen der weiteren Information aus Abb. 15 siehe Anhang 7.5)
Wenn beim Vergleich zwischen den spektroskopischen Faktoren des ZBM-Modells[11] und den Ergebnissen der hier untersuchten Reaktionen doch Diskrepanzen auftreten, wie zum Beispiel beim Strippingübergang zum 1^--Zustand bei 12.44 MeV (Nr. 16) und in der Pick-up Reaktion beim Übergang mit $\ell = 2$ zum Zustand 8 (4^+, 10.36 MeV), dann ist die Ursache dafür also wohl nicht in der Beschränkung der Basis des ZBM-Modells zu suchen. Es ist dann zu vermuten, daß der Grund für diese Abweichungen vielmehr bei den zur Bestimmung der Wellenfunktionen benutzten Matrixelemente von Kuo und Brown[47] bzw. Talmi und Unna[48] liegt. (Siehe dazu Zuker et al.[11].) Zusammenfassend kann man wohl sagen, daß die Rechnungen nach dem ZBM-Modell[11], abgesehen von einigen wenigen Ausnahmen, sowohl für die Übergänge der Stripping als auch der Pick-up Reaktion zum ^{16}O gut mit den experimentellen Befunden übereinstimmen. Das ist ein weiterer Hinweis dafür, daß die Wellenfunktionen dieses Modells für die Grundzustände von ^{15}N und ^{17}O und für viele Zustände im ^{16}O sehr brauchbar sind.

Das Modell von Gillet und VinhMau[4] beschränkt sich natürlich aufgrund seines extremen Einteilchencharakters nur auf Übergänge in Zustände von ^{16}O, die überwiegend eine Einteilchen-Einloch-Struktur besitzen. Diese aber werden für die beiden untersuchten Reaktionen sehr zufriedenstellend beschrieben. Da bei diesen Rechnungen die Basis nicht wie bei ZBM[11] beschränkt ist, sind hier im Gegensatz zum ZBM-Modell auch Vorhersagen für $p_{3/2}$-Übergänge in der Pick-up Reaktion und $d_{3/2}$-Übergänge in der Stripping Reaktion möglich.

Die Rechnungen von Brown und Green[9,10] konnten kaum zum Vergleich herangezogen werden, da es nach der Veröffentlichung[10] leider nicht möglich war, auch die spektroskopischen Faktoren für die Strippingübergänge in die Zustände negativer Parität zu bestimmen. Die Übereinstimmung der Werte für die Übergänge zu den ersten beiden 0^+-Zuständen im ^{16}O ist zufriedenstellend, wenn man berücksichtigt, daß für die Grundzustandswellenfunktionen von ^{15}N einfach die sphärische Form $p_{1/2}^{-1}$ (relativ zur abgeschlossenen p-Schale von ^{16}O) angenommen wurde.

Die spektroskopischen Faktoren nach Kelson[8] stimmen in den meisten Fällen recht gut mit denen aus den beiden Experimenten ermittelten überein. Für die in den vorliegenden Experimenten stark bevölkerten Zustände ergeben sich auch in diesem Modell fast völlig sphärische Wellenfunktionen, deren vorwiegende Einteilchenstrukturen vergleichbar sind mit den Rechnungen von Gillet und VinhMau[4].

Abschließend soll hier eine zusammenfassende Klassifizierung der untersuchten Zustände von ^{16}O nach ihren Hauptkonfigurationen gegeben werden:

A: Zustände, deren Hauptkomponente die Form $p^{-1}(s,d)^1$ hat, relativ zur abgeschlossenen p-Schale.

A 1: Zustände, die im ZBM-Modell[11] durch die Hauptkomponente $p_{1/2}^{-1}(2s_{1/2},d_{5/2})^1$ konstruiert werden. Hierzu können die experimentell gefundenen Zustände 2, 4, 5, 9, 18, 19, 20, 20a und 21 (siehe Tabelle I) gerechnet werden. Diese Zustände stimmen recht gut mit den entsprechenden Einteilchen-Einloch-Zuständen von Gillet und VinhMau[4] überein. Auch Zustand 16 sollte hier aufgeführt werden, wenn man ihm den Zustand bei 10.0 MeV der GVM-Rechnung[4] (Konfiguration $p_{1/2}^{-1}2s_{1/2}^{1}$) zuordnet. Allerdings liefert das ZBM-Modell[11] kein entsprechendes Niveau mit dieser Hauptkomponente.

A 2: Zustände mit ähnlicher Struktur wie die von A 1, allerdings unter Berücksichtigung der $d_{3/2}$-Schale, das heißt, Zustände, die einen wesentlichen $(p_{1/2}^{-1} d_{3/2}^{1})$-Anteil enthalten. Hierfür gibt es aufgrund der Basisbeschränkung keine Aussagen nach dem ZBM-Modell[11], wohl aber aus den Rechnungen von GVM[4]. Zustand Nr. 17 könnte der einzige dieser Gruppe im untersuchten Energiebereich sein, wenn man ihn mit dem Niveau bei 14.7 MeV der GVM-Rechnung identifiziert.

A 3: Auch das sind Zustände ähnlich denen von A 1, aber mit der Hauptkomponente $p_{3/2}^{-1}(s,d)^{1}$. Sie sind ebenfalls aufgrund der Basisbeschränkung im ZBM-Modell[11] nicht berechenbar. Auch nach GVM[4] sollten sie erst bei größeren Anregungsenergien auftreten. In der Tat wird keiner der untersuchten Zustände durch einen bemerkenswerten Beitrag von $p_{3/2}$-Pick-up bevölkert. Die Wellenfunktionen von GVM[4] enthalten für die Zustände 4, 16 und 17 kleinere Komponenten des Typs $p_{3/2}^{-1} d_{5/2}$. Sie sind jedoch,verglichen mit den experimentellen Ergebnissen, noch zu groß. (Nur der Pick-up-Übergang zum Zustand Nr. 17 liefert in der (p,d)-Messung[43] einen vergleichbaren S-Wert von < 0.04.)

B: Zustände mit Vielteilchen-Vielloch-Anregung als Hauptkonfiguration. Nach ZBM[11] sollten das die Zustände 1, 3, 7 und 8 sein. Übereinstimmend werden diese Zustände in den "gemischten Modellen" von Brown[9], Kelson[8] und anderen als "kollektive Zustände" angegeben. In dieser Gruppe ist die Übereinstimmung der experimentellen Ergebnisse mit den Vorhersagen des ZBM-Modells weniger gut. Die theoretischen spektroskopischen Faktoren sind in allen Fällen zu groß.

C: Der Grundzustand von ^{16}O liegt etwas zwischen den Gruppen A und B. Er besteht zum großen Teil aus einer abgeschlossenen Schalenstruktur $(p_{1/2})^0$, enthält aber auch ziemlich große Teilchen-Loch-Konfigurationen. Die Vorhersagen für diesen Zustand nach dem ZBM-Modell stimmen sowohl für den Stripping als auch für den Pick-up-Übergang recht gut mit den Experimenten überein.

D: Schließlich gibt es eine Gruppe von Zuständen mit den Nummern 12, 13, 14 und 15 (vielleicht auch Nummer 10 und 11), die eine viel kompliziertere Struktur haben. Sie dürften wohl keine Ähnlichkeit mit den Grundzuständen der benachbarten Kerne haben, da sie weder in der hier untersuchten Stripping- noch in der Pick-up-Reaktion bevölkert werden. Konsistent mit dieser Annahme sind die Ergebnisse einiger Mehrteilchen-Transfer-Reaktionen[49,62]. Bei diesen komplizierten Reaktionen werden einige dieser Niveaus angeregt. Für diese Zustände gibt es auch keine theoretischen Vorhersagen, außer für den Zustand 14 (3^-, 11.63 MeV), der nach Kelson[8] zu 94 % kollektiven Charakter hat.

7 Anhang

7.1 Targetherstellung

Für die Reaktionen am ^{15}N wurden Targets aus Melamin benutzt. Der Stickstoffanteil war zu 99 % mit dem Isotop ^{15}N angereichert.+) Melamin ist eine organische Verbindung mit der Bruttoformel $C_3N_6H_6$. Der Schmelzpunkt liegt bei 350° C. Beim Verdampfen ist Vorsicht geboten, da sich die Substanz bei stärkerer Erhitzung sehr leicht zersetzt. Das Pulver wurde daher sehr langsam in einem Tantalschiffchen durch Widerstandsheizung erhitzt. Der Beginn und die Geschwindigkeit des Verdampfungsprozesses wurde durch die Änderung der Frequenz eines geeichten Schwingquarzes kontrolliert. Die verdampfte Substanz wurde auf sehr dünnen Kohlenstoffbackings (≃ 7 - 8 µg/cm^2) aufgefangen. Die Verdampfungszeit betrug je nach Dicke des Targets (etwa 30 - 40 µg/cm^2) bis zu 30 Minuten.
Für die Messungen am ^{17}O wurde WO_3, ebenfalls auf dünnen Kohlenstoffbackings, benutzt. Der Sauerstoff setzte sich aus folgenden Isotopenanteilen zusammen: 63 % ^{17}O + 17 % ^{18}O + 20 % ^{16}O.++)
Beim Verdampfen von WO_3 unter Vakuum zersetzt es sich zu WO_2 und WO. Durch anschließendes Belüften der Aufdampfanlage würden diese Anteile mit dem ^{16}O der Luft wieder oxydieren. Diese Verschlechterung der ^{17}O-Anreicherung läßt sich fast völlig vermeiden durch Verdampfung in einer Argon-Schutzgas-Atmosphäre von etwa 80 - 100 Torr. Unter diesen Bedingungen verdampft das WO_3 wie eine dünne "Rauchfahne". Um trotzdem Targets homogener Dicke zu erhalten, mußten die Auffängerfolien in möglichst großem Abstand von der Quelle schnell hin und her bewegt werden.

+) Hergestellt von der Firma Isomet, New York, USA

++) Hergestellt von der Firma Yeda, Rehovoth, Israel

Da in den Targets relativ viel ^{18}O- und ^{16}O-Verunreinigungen enthalten sind, wurden für Subtraktionsmessungen auch ^{18}O und ^{16}O Targets benötigt. Die ^{18}O Targets wurden nach der gleichen Methode hergestellt. Hier war der Sauerstoffanteil im WO_3 zu 95 % mit ^{18}O angereichert. Der Rest war im wesentlichen ^{16}O.
Als ^{16}O Targets wurden freitragende Folien aus SiO_2 benutzt. Alle Sauerstofftargets hatten eine Dicke von 40 - 50 $\mu g/cm^2$.

7.2 Korrektur des Nullpunktes der Winkelskala

Durch geringfügige Änderungen der Justierung der Streukammer und des Strahlrohrsystems muß der Austrittspunkt des Strahles nicht notwendig exakt mit der Nullgradmarke der Winkelskala übereinstimmen. Die elastische Streuung ist aber sehr stark abhängig vom Winkel ($\simeq 1/\sin^4\Theta/2$). Da, wie im nächsten Kapitel beschrieben, der absolute Wirkungsquerschnitt mit Hilfe der elastischen Streuung ermittelt wird, ist die Kenntnis des genauen Winkels bei den jeweiligen Meßpunkten unbedingt erforderlich.

Zu diesem Zweck wurde die elastische Streuung von ^3He an einer dünnen Goldfolie bei einigen Winkeln zwischen 20° und 90° gemessen. Da es sich bei einer Einschußenergie von 11 MeV um reine Rutherfordstreuung handelt, müssen die normierten Zählraten dividiert durch $(\sin \Theta/2)^4$, aufgetragen über dem jeweiligen Schwerpunktswinkel Θ, eine horizontale Gerade ergeben. Ist das nicht der Fall, so ist Θ zu ersetzen durch $\Theta' = \Theta \pm \Delta\Theta$. Läßt sich ein geeignetes $\Delta\Theta$ finden, so daß alle Meßpunkte innerhalb ihrer Fehler auf dieser Geraden liegen, dann gibt $\Delta\Theta$ die Verschiebung des Winkelnullpunktes an. Bei den verschiedenen Meßreihen wurden Abweichungen des Nullpunktes, verglichen mit der Winkelskala, bis zu (1.5 $\pm$ 0.1) Grad festgestellt. Eine genaue Beschreibung und ein Beispiel für dieses Verfahren ist bei Lettau[13] angegeben.

7.3 Bestimmung der Targetdicken und der absoluten Wirkungsquerschnitte

Zur Bestimmung von absoluten Wirkungsquerschnitten muß unter anderem die Anzahl der Streuzentren, das heißt, die Dicke des Targets bekannt sein. Die einfache Wägung ist bei der Benutzung chemischer Verbindungen als Targetsubstanz problematisch. So enthält das WO_3 noch Spuren nicht oxydierten Wolframs. Außerdem könnten trotz aller Vorsichtsmaßnahmen beim Verdampfungsprozeß doch andere Oxyde des Wolframs entstanden sein. Man kann also aus dem Gesamtgewicht des Targets nicht einfach den Sauerstoffgehalt gemäß der stöchiometrischen Formel errechnen. Diese Schwierigkeiten lassen sich durch Messen der elastischen Streuung an einem sogenannten Doppeltarget umgehen. Die Methode ist folgende:
Die Zählrate Z der elastischen Streuung ist gegeben durch

$$Z = j \cdot n \cdot \Omega \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}$$

Dabei sind: j Intensität der einfallenden Teilchen, n die Anzahl der Streuzentren, Ω der Raumwinkel des Detektors und $\frac{d\sigma}{d\Omega}$, die gesuchte Größe, der Wirkungsquerschnitt. Besteht das Target nun aus zwei Elementen zum Beispiel W und O und mißt man das Verhältnis der elastischen Streuung an diesen Elementen, so fallen die im allgemeinen unbekannten Größen j und Ω heraus.

$$\frac{Z_1}{Z_2} = \frac{n_1}{n_2} \cdot \frac{(d\sigma/d\Omega)_1}{(d\sigma/d\Omega)_2}$$

Wählt man nun die Einschußenergie so niedrig, daß an beiden Kernen reine Coulombstreuung stattfindet, kann man die Wirkungsquerschnitte nach der bekannten Formel für Rutherfordstreuung berechnen. Damit ist das Dickenverhältnis bestimmt.

Bei den vorliegenden Messungen wurde eine Einschußenergie von 1.7 MeV gewählt, da dann auch an den leichten Isotopen Stickstoff und Sauerstoff reine Rutherfordstreuung vorliegt. Diese Tatsache wurde an dem ^{12}C-Anteil im Melamin überprüft. Dazu wurde bei einigen Winkeln zwischen 60 und 160° die aufeinander normierten Zählraten, dividiert durch $(\sin\Theta/2)^4$, über Θ (Θ = Streuwinkel im Schwerpunktssystem) aufgetragen. Es ergab sich innerhalb der Fehler eine horizontale Gerade.

Im Falle des Melamins wurde speziell ein Doppeltarget hergestellt, indem das Melamin statt auf ein Kohlebacking auf eine dünne ($\approx$ 30 µg/cm^2) Goldfolie gedampft wurde. Hier wurde als Test die Dicke der Gold- bzw. Melaminschicht mit einer sehr empfindlichen sogenannten "Mikrogrammwaage" durch Differenzwägung ermittelt. Der relative Fehler dieser Waage beträgt etwa 1 - 2 µg. Mit diesem Gewicht, den bekannten Flächen der Targets und der Bruttoformel für Melamin ($C_3N_6H_6$) wurde das Dickenverhältnis von Gold und ^{15}N berechnet. Es stimmte mit dem durch das Streuexperiment am selben Target ermittelten Wert bis auf 6 % überein. Diese Abweichung ist von der gleichen Größe wie die Unsicherheiten der Doppelfolienmethode und der Wägung. Im Falle des SiO_2-Targets für ^{16}O wurde ebenfalls ein Doppeltarget mit Gold hergestellt.

Die gleiche Methode wird nun bei der eigentlichen Messung mit einer ^3He-Einschußenergie von 11.0 MeV wiederholt. Diese Energie liegt immer noch deutlich unter dem Coulombwall von Wolfram bzw. Gold (16 - 17 MeV). Nach der oben beschriebenen Methode wurde für die Streuung am Gold nachgeprüft, daß innerhalb der Meßfehler von 3 - 5 % reine Rutherfordstreuung vorliegt. Der Wirkungsquerschnitt für die Streuung an den schweren Metallen läßt sich also wieder berechnen. Die Dickenverhältnisse sind aus den Messungen bei 1.7 MeV bekannt. Somit ergeben sich aus den Zählratenverhältnissen für die Streuung am Sauerstoff

und Wolfram (bzw. Stickstoff und Gold) die absoluten Wirkungsquerschnitte für elastische Streuung von ^3He an den Sauerstoffisotopen bzw. am ^{15}N zu:

$$\sigma_O^{11MeV}(\Theta) = (Z_O/Z_W)^{11MeV} \cdot (n_W/n_O) \cdot \sigma_W^{Ruth.11MeV}(\Theta)$$

(O = Sauerstoff)
(W = Wolfram)

wobei

$$n_W/n_O = (Z_W/Z_O)^{1.7MeV} \cdot (\sigma_O^{Ruth.}(\Theta) / \sigma_W^{Ruth\ 1.7MeV}(\Theta'))$$

und Θ bzw. Θ' jeweils die entsprechenden Winkel im Schwerpunktssystem sind, bei gleichem Laborwinkel. Durch Messung zweier Zählratenverhältnisse bei zwei verschiedenen Energien ist es also möglich, den absoluten Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung zu ermitteln. Durch diese Relativmessungen ist es nicht nötig, die absoluten Werte für den Raumwinkel, die Strahlstromstärke und die Targetdicke zu bestimmen.

7.4 Die Kontrollreaktion $^{15}N(\tau,\alpha)^{14}N$

7.4.1 Probleme bei (τ,α)-Reaktionen

Frühere Messungen von $^{16}O(\tau,\alpha)^{15}O$ [12] haben gezeigt, daß bei der Analyse dieser Reaktion Schwierigkeiten auftreten können. In der genannten Arbeit wurden zunächst nur relative spektroskopische Faktoren ($N \cdot C^2 \cdot S$) ermittelt. Bildet man die Verhältnisse dieser Werte für Übergänge mit $\ell = 1$ mit denen für Übergänge mit $\ell = 0$ bzw. $\ell = 2$ und vergleicht sie mit den Verhältnissen der entsprechenden spektroskopischen Faktoren aus der analogen (p,d)-Messung von Snelgrove und Kashy[31] und der Reaktion $^{16}O(d,t)^{15}O$ von Purser et al.[32], so erhält man viel zu große Werte bei der (τ,α)-Reaktion (siehe dazu auch Abb. 15).

Eine weitere Unsicherheit ergibt sich bei der Bestimmung absoluter S-Werte. Bray und Nurzynski[14] haben dazu die Winkelverteilung des Grundzustandsüberganges bei mehreren Energien zwischen 9.8 und 11.8 MeV vermessen. Nach Definition sollte S von der Energie unabhängig sein. Um das zu erreichen, waren N-Werte zwischen 10 und 54 nötig. Ähnliche Phänomene traten auch bei Lettau[13] in der Reaktion $^{12}C(\tau,\alpha)^{11}C$ auf. Auch in der ^{40}Ca-Gegend wurden solche Anomalitäten von Santo und Mitarbeitern[33] beobachtet.
In allen untersuchten Fällen handelt es sich um Kerne, deren Nukleonenzahl sich in Einheiten aus je einem Neutron- und Protonenpaar, das heißt, formal in α-Teilchen, zerlegen läßt. Das legt nahe, wie von Neudatchin[34] vorgeschlagen, die Ursache dieser Unregelmäßigkeiten einer sogenannten "Clustersubstitution" zuzuschreiben, bei der ein solches "α-Teilchen" durch das einlaufende ^3He-Teilchen ersetzt wird.

Es soll nun zunächst untersucht werden, ob sich etwa diese Anomalitäten übertragen auch auf (τ,α)-Reaktionen an Kernen, die sich nicht nur aus α-Teilchen zusammensetzen lassen. Es muß also festgestellt werden, ob mit der (τ,α)-Reaktion an solchen Kernen die gleichen Ergebnisse erzielt werden wie bei einer weniger komplexen Pick-up-Reaktion, hier der (p,d)-Reaktion. Der spektroskopische Faktor und auch der Normierungsfaktor sind per definitione energieunabhängig. Es muß also ferner geprüft werden, ob sich bei der (τ,α)-Reaktion bei verschiedenen Einschußenergien die gleichen absoluten spektroskopischen Faktoren ermitteln lassen unter Benutzung eines festen Wertes für den Normierungsfaktor N.

Tabelle XI: Parameter des optischen Modells für den gebundenen Zustand und für den Ausgangskanal in den DWBA-Rechnungen zur Reaktion $^{15}N(\tau,\alpha)^{14}N$ bei Übergängen zu den verschiedenen Niveaus im Endkern ^{14}N.

r_{coul} = 1.3 fm und $V_{s.o.}$ = 0 MeV

$^{14}N^*$ Niv.Nr.	E_x (MeV)	V_o (MeV)	r_o (fm)	a_o (fm)	W_{Vol} (MeV)	r_o' (fm)	a' (fm)
0	0.000	205.0	1.38	0.55	9.0	1.6	0.5
1	2.313	205.0	1.38	0.55	6.0	1.6	0.5
2	3.945	210.0	1.38	0.57	6.0	1.6	0.5
4	5.106						
5	5.691						
6	5.834	205.0	1.38	0.55	6.0	1.6	0.5
7	6.198						
8	6.444						
15	(8.907)						
9	7.028	210.0	1.38	0.59	6.0	1.6	0.5
19	9.172						
26	10.432	210.0	1.38	0.57	6.0	1.6	0.5
57	13.750						

Gebundener Zustand ^{14}N + n:

r_o = 1.25; r_o = 1.3; a_o = 0.65; $\lambda_{s.o.}$ = 25

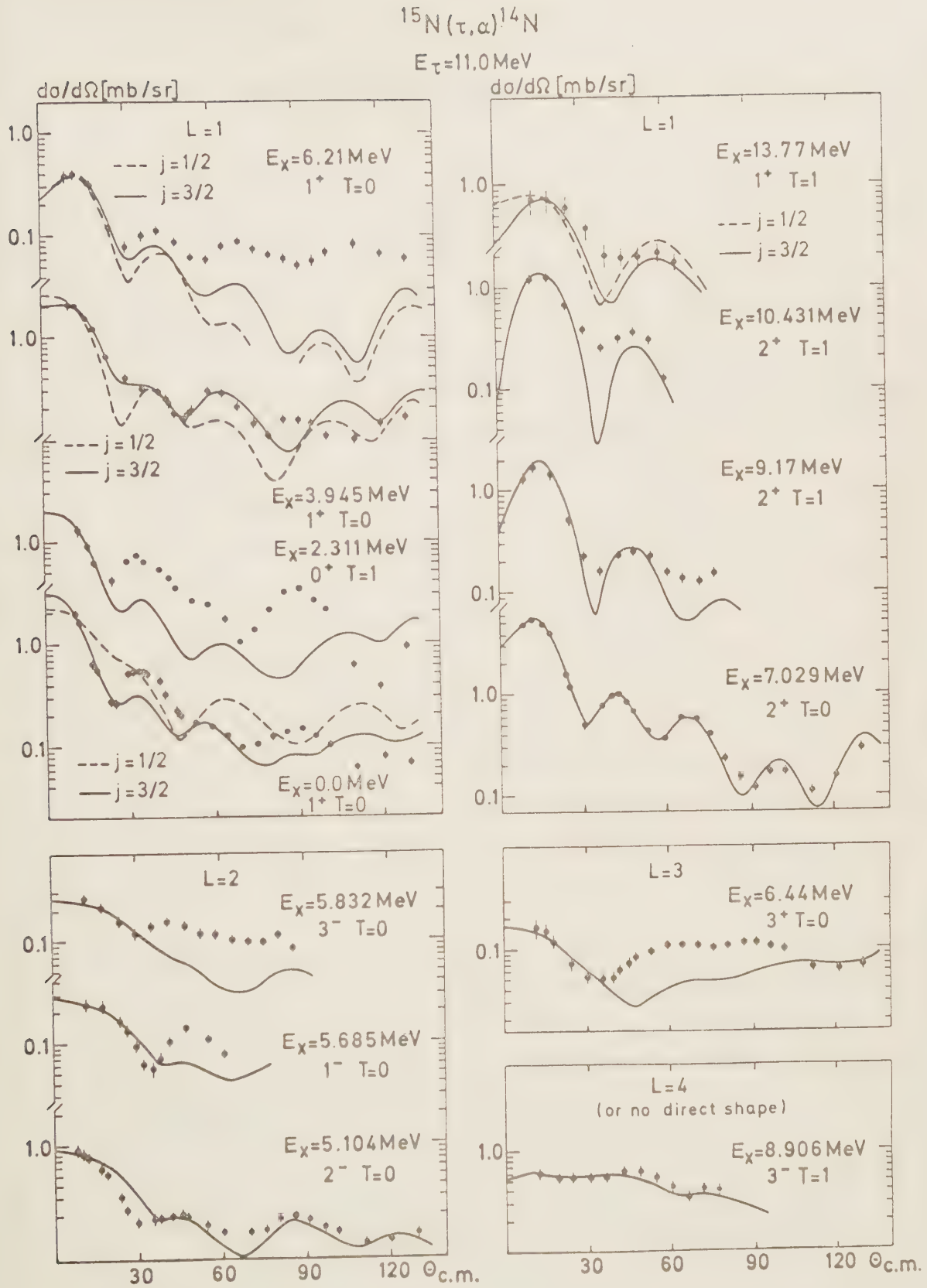

Abb. 12: Winkelverteilungen von α-Teilchen aus Übergängen der Reaktion $^{15}N(\tau,\alpha)^{14}N$ bei einer Einschußenergie von 11.0 MeV. Die eingezeichneten Kurven sind Ergebnisse von DWBA-Rechnungen (siehe Text).

7.4.2 Reaktionsmechanismus

Die DWBA-Rechnungen wurden, wie oben beschrieben, mit den Parametern von Tabelle II und XI durchgeführt. Es wurde kein unterer cut-off-Radius benötigt. Auch die Einführung von "finite range"- und "local energy"-Korrekturen brachten keine wesentlichen Verbesserungen der Form der DWBA-Winkelverteilungen, vergrößerten aber den Wert der Wirkungsquerschnitte je nach Anregungsenergie bis zum Faktor 3. Um Vergleiche mit anderen Messungen anstellen zu können, wurden alle Rechnungen ohne diese Korrekturen ausgeführt. Die Ergebnisse der Rechnungen sind als Kurven in Abb. 12 eingezeichnet. Für Übergänge mit $\ell = 1$, bei denen das übertragene Teilchen sowohl den Gesamtdrehimpuls $j = 1/2$ als auch $j = 3/2$ davontragen kann, sind beide DWBA-Rechnungen eingezeichnet. Sie zeigen zum Teil recht markante Unterschiede in der Form. Das kann benutzt werden, die Hauptkomponente des jeweils transferierten Drehimpulses zu bestimmen. Dadurch wird der Wert des ermittelten spektroskopischen Faktors sicherer, da sich die DWBA-Wirkungsquerschnitte für die beiden j-Werte bis zu 30 % unterscheiden.

Die Übereinstimmung der berechneten Winkelverteilungen für $\ell = 1$ mit den experimentellen Punkten ist recht gut, abgesehen vielleicht vom Übergang zum Grundzustand und zum ersten angeregten Zustand bei 2.3 MeV. Je höher die Anregungsenergie der Endzustände ist, desto besser wird die Übereinstimmung der entsprechenden Winkelverteilungen. Eine mögliche Erklärung hierfür ist der mit größerer Anregungsenergie geringer werdende Einfluß der Drehimpulsfehlanpassung.[21)]

In asymptotischer Näherung lassen sich die Partialwellen der elastischen Streuung im Eingangs- bzw. Ausgangskanal als Funktion der komplexen Reflexionskoeffizienten η_L darstellen. (Siehe dazu zum Beispiel Diplomarbeit Grabisch[35)].)

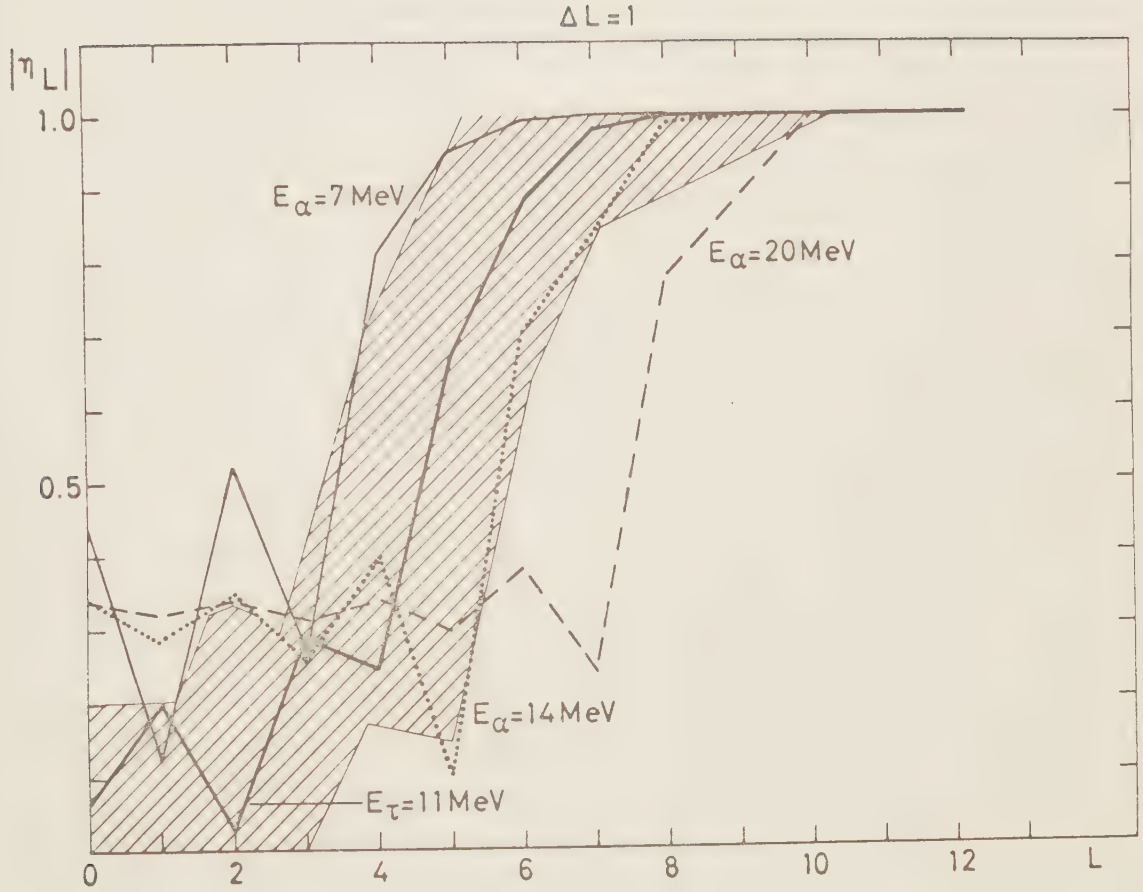

Abb. 13: Reflexionskoeffizienten $|\eta_L|$ für elastische τ- und α-Streuung an ^{15}N bzw. ^{14}N in Abhängigkeit von L, dem Parameter der Partialwellenentwicklung. Die eingezeichneten Rechnungen für die α-Streuung entsprechen den Energien der Übergänge der Reaktion $^{15}N(\tau,\alpha)^{14}N$ zum Grundzustand und zum 7. und 57. (siehe Tabelle XII) angeregten Zustand von ^{14}N. Die ^{3}He-Energie beträgt 11.0 MeV. Die schraffierte Fläche gibt den Bereich guter Drehimpulsanpassung für Übergänge mit dem Drehimpulsübertrag $\ell = 1$ an.

In der DWBA-Näherung muß nun für jeweils gleiche Werte von η gelten $|L_\tau - L_\alpha| < \ell$, wobei ℓ der Drehimpuls des übertragenen Teilchens ist. Trägt man nun $|\eta_L|$ über L für die elastische ^{3}He-Streuung und für die α-Streuung bei den verschiedenen Energien auf, so gibt diese Darstellung ein Maß für die Stärke der Drehimpulsfehlanpassung für die jeweiligen Übergänge. Wenn der Abstand zwischen $|\eta_L|$ vom ^{3}He und $|\eta_L|$ vom elastisch gestreuten α-Teilchen der dem Übergang entsprechenden Energie kleiner als der Drehimpuls $\Delta\ell$ des übertragenen Teilchens ist, liegt keine Drehimpulsfehlanpassung vor. In Abb. 13 ist das Verhalten von $|\eta_L|$ für die elastische ^{3}He-Streuung am ^{15}N bei E_τ = 11.0 MeV und $|\eta_L|$ für elastische α-Streuung am ^{14}N für einige Energien zwischen E_α = 20 und E_α = 7 MeV dargestellt. Im schraffierten Bereich liegt für ℓ = 1 Übergänge keine Drehimpulsfehlanpassung vor. Die Kurve für E_α = 20 MeV entspricht dem Grundzustandsübergang (und fast auch noch für den Übergang zum ersten angeregten Zustand). Man sieht, daß hier $|\eta_L|$ weit außerhalb des "erlaubten Bereiches" liegt. Für diese beiden Übergänge liegt also starke Drehimpulsfehlanpassung vor, während für alle beobachteten Übergänge zu Zuständen mit einer Anregungsenergie größer als 6 MeV gute Drehimpulsanpassung möglich ist.
Die spektroskopischen Faktoren wurden gemäß obiger Formel für Pick-up Reaktionen bestimmt. Für den Normierungsfaktor wurde der Wert von Bassel[28] N = 17 gewählt. Die so erhaltenen Werte für S sind in Tabelle XII zusammengestellt. Ein Vergleich mit den Ergebnissen der ^{15}N(p,d)-Messung von Snelgrove[30] bei E_p = 39.8 MeV zeigt eine ausgezeichnete Übereinstimmung. Selbst die wesentlich schwächeren Übergänge mit $\ell > 1$ liefern vergleichbare Werte für S.

Zur Überprüfung der Energieabhängigkeit wurde für die ^{15}N(τ,α)-Messung von Ball und Cerny[36] bei E_τ = 39.8 MeV

Die Fehler der S-Werte betragen, wenn nicht anders angegeben, [illegible] (siehe Text).

Niv. Nr.	E_x (MeV) [a]	J^π	T [a]	ℓ	j	S_{exp}: $^{15}N(\tau,\alpha)^{14}N$ diese Arbeit E_τ = 11.0 MeV	S_{exp}: $^{15}N(\tau,\alpha)^{14}N$ Ball und Cerny[36] E_τ = 39.8 MeV [b]	S_{exp}: $^{15}N(p,d)^{14}N$ Snelgrove[30] E_p = 39.8 MeV	S_{theor} Cohen und Kurath[37]
0	0.000	1^+	0	1	1/2	1.20	1.50	1.27	1.459
1	2.313	0^+	1	1	1/2	1.50	2.00	1.50	1.253
2	3.945	1^+	0	1	3/2	0.60	0.73	0.60	0.696
4	5.106	2^-	0	2	(5/2)	0.06	-	0.07	-
5	5.691	1^-	0	2	3/2	0.02	-	-	-
6	5.833	3^-	0	2	5/2	0.03	-	0.04	-
7	6.198	1^+	0	1	3/2	0.05	-	0.03	-
8	6.444	3^+	0	3	(7/2)	0.01	-	-	-
9	7.028	2^+	0	1	3/2	1.03	1.00	1.02	1.25
15	8.907	3^-	1	(4)	(7/2)	((0.55)) [c]	-	-	-
19	9.172	2^+	1	1	3/2	1.90	1.36	1.47	3.579
26	10.434	2^+	1	1	3/2	1.04	1.10	1.17	
57	13.75	1^+	1	1	3/2	(2.4±1.0) [d]	1.4	2.43	2.25

a) von F. Ajzenberg-Selove[51]

b) mit den gleichen Parametern wie für E_τ = 11 MeV analysiert, siehe Text.

c) wahrscheinlich keine direkte Reaktion

d) unsicher da $\Gamma \approx 210$ keV

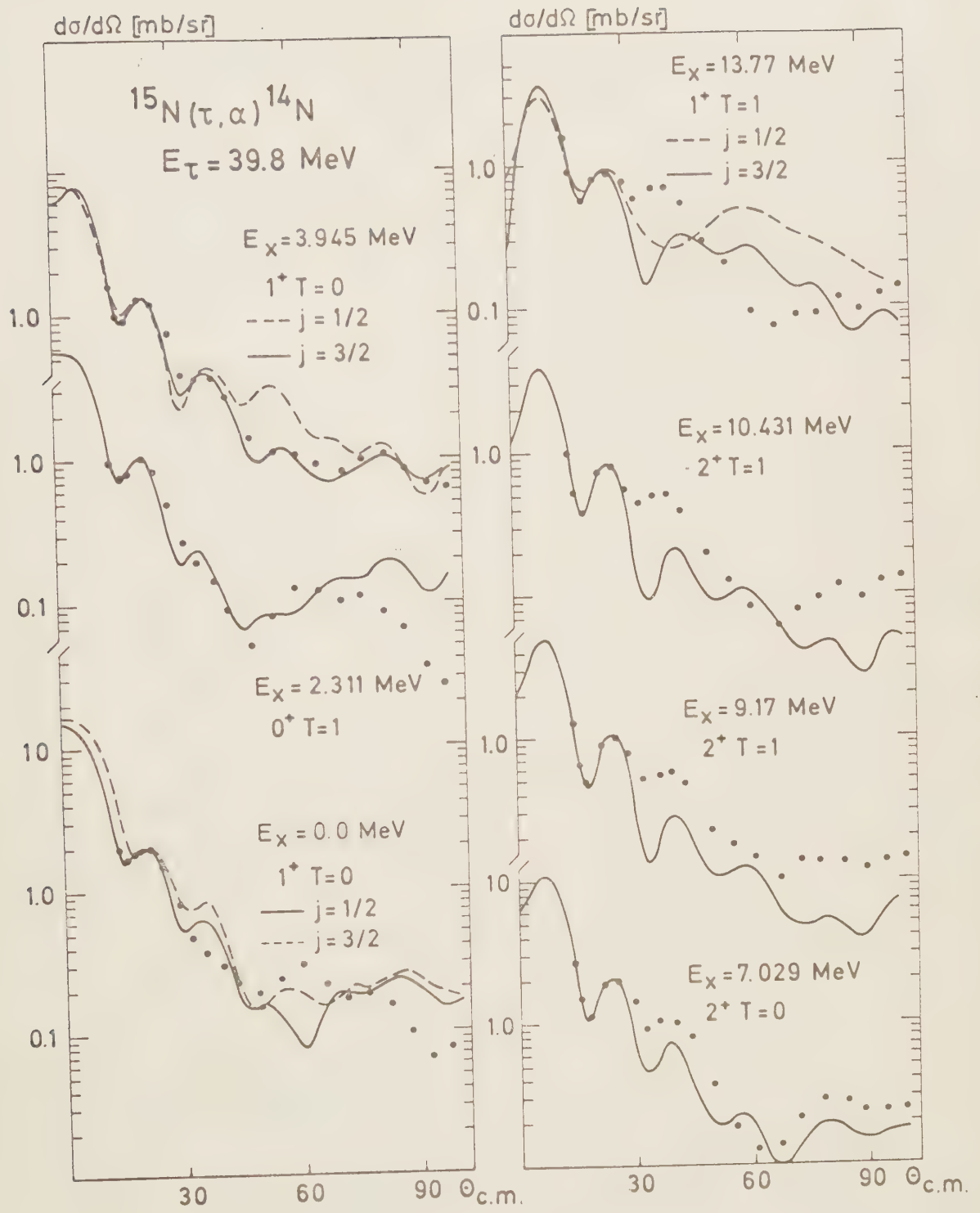

Abb. 14: Winkelverteilungen von α-Teilchen aus Übergängen der Reaktion $^{15}N(\tau,\alpha)^{14}N$, gemessen von Ball und Cerny[36] bei einer Einschußenergie von 39.8 MeV. Die eingezeichneten Kurven sind Ergebnisse von DWBA-Rechnungen (siehe Text).

eine DWBA-Analyse durchgeführt. Mangels geeigneter Parameter für ^{3}He- bzw. α-Streuung bei diesen Energien wurden die in dieser Arbeit bestimmten Werte benutzt. Im Ausgangskanal dienten für alle analysierten Übergänge die Parameter des Grundzustandsüberganges der Messung bei 11 MeV. Trotz dieser sicher nicht optimalen Parameter ist die Güte der erhaltenen Anpassung doch zufriedenstellend. Diese Ergebnisse sind in Abb. 14 dargestellt.
Auch hier wurden die spektroskopischen Faktoren mit dem selben Normierungsfaktor N = 17 ermittelt. Sie sind ebenfalls in Tabelle XII zusammengefaßt. Berücksichtigt man die Unsicherheiten der Analyse dieser Messung, dann ist die Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Messung bei 11.0 MeV, und damit auch mit den (p,d)-Resultaten[30], recht gut.
Zusammengenommen zeigen diese beiden Untersuchungen, daß die (τ,α)-Reaktion an Kernen, die nicht gerade eine "α-Cluster-Struktur" besitzen, für spektroskopische Zwecke geeignet ist. Man kann also mit einem energieunabhängigen Wert von N = 17 vergleichbare Ergebnisse wie mit anderen einfacheren Pick-up-Reaktionen erhalten. Diese Tatsache läßt hoffen, daß die ^{17}O(τ,α)-Reaktion zum Studium von ^{16}O geeignet ist.

7.4.3 Spektroskopie

Die spektroskopischen Ergebnisse der ^{15}N(τ,α)-Messung sollen hier nicht im einzelnen diskutiert werden, da das nicht ein Ziel dieser Arbeit ist. Da die Übereinstimmung mit den Ergebnissen der (p,d)-Messung von Snelgrove[30] so gut ist, sind alle spektroskopischen Aussagen dieser Veröffentlichung sinngemäß zu übernehmen. Nur zum Vergleich sind in Tabelle XII auch die von Cohen und Kurath[37] nach dem "intermediate coupling"-

Modell berechneten spektroskopischen Faktoren aufgenommen. Die Übereinstimmung ist zufriedenstellend. Leider gibt es für ^{14}N keine Rechnungen nach dem ZBM[11]-Modell. Das wäre vermutlich auch wenig sinnvoll, da in diesem Modell die $p_{3/2}$-Anregung nicht berücksichtigt wird. Trotzdem sind von F. Sichelschmidt[63] im Rahmen dieses Modells Wellenfunktionen für die Zustände im ^{14}N konstruiert worden. Es ergaben sich keine oder nur sehr schwache $p_{1/2}$-Übergangsstärken für Zustände, die im vorliegenden Experiment vorwiegend durch $p_{3/2}$-Pick-up bevölkert wurden. Für die anderen Übergänge ist die Übereinstimmung im allgemeinen zufriedenstellend.
In der Reaktion $^{15}N(\tau,\alpha)^{14}N$ wurden einige sehr schwache Übergänge mit $\ell = 2$ nicht aber solche mit $\ell = 0$ beobachtet. Das stimmt mit dem ZBM-Modell[11] überein, das für den Grundzustand von ^{15}N zwar eine Beimischung von $(d_{5/2})^2p$ nicht aber von $(2s_{1/2})^2p$ vorhersagt. (Relativ zur abgeschlossenen $p_{3/2}$-Schale von ^{12}C) Man kann also wenigstens sagen, daß die Wellenfunktion für den Grundzustand von ^{15}N, die oben für die Analyse der Reaktion $^{15}N(\tau,d)^{16}O$ benutzt wurde, nicht inkonsistent ist mit den Ergebnissen der Reaktion $^{15}N(\tau,\alpha)^{14}N$.

7.5 Allgemeine Bemerkungen zum Reaktionsmechanismus der (τ,α)-Reaktionen

In Abb. 15 sind zum Vergleich die spektroskopischen Faktoren der Pick-up-Reaktionen an den drei Targetkernen ^{15}N, ^{16}O und ^{17}O graphisch dargestellt. Die Längen der Striche geben die Werte von $C^2 \cdot S$ an. Die oberen Balken sind jeweils die Ergebnisse der (τ,α)-Reaktionen.
Die relativen spektroskopischen Faktoren meiner Diplomarbeit[12] für die Reaktion $^{16}O(\tau,\alpha)^{15}O$ wurden dazu mit Hilfe der Anregungsfunktion des Grundzustandsüberganges von Bray et al.[14] und deren Wert für N bei 11 MeV absolut normiert. Die unteren Balken geben die

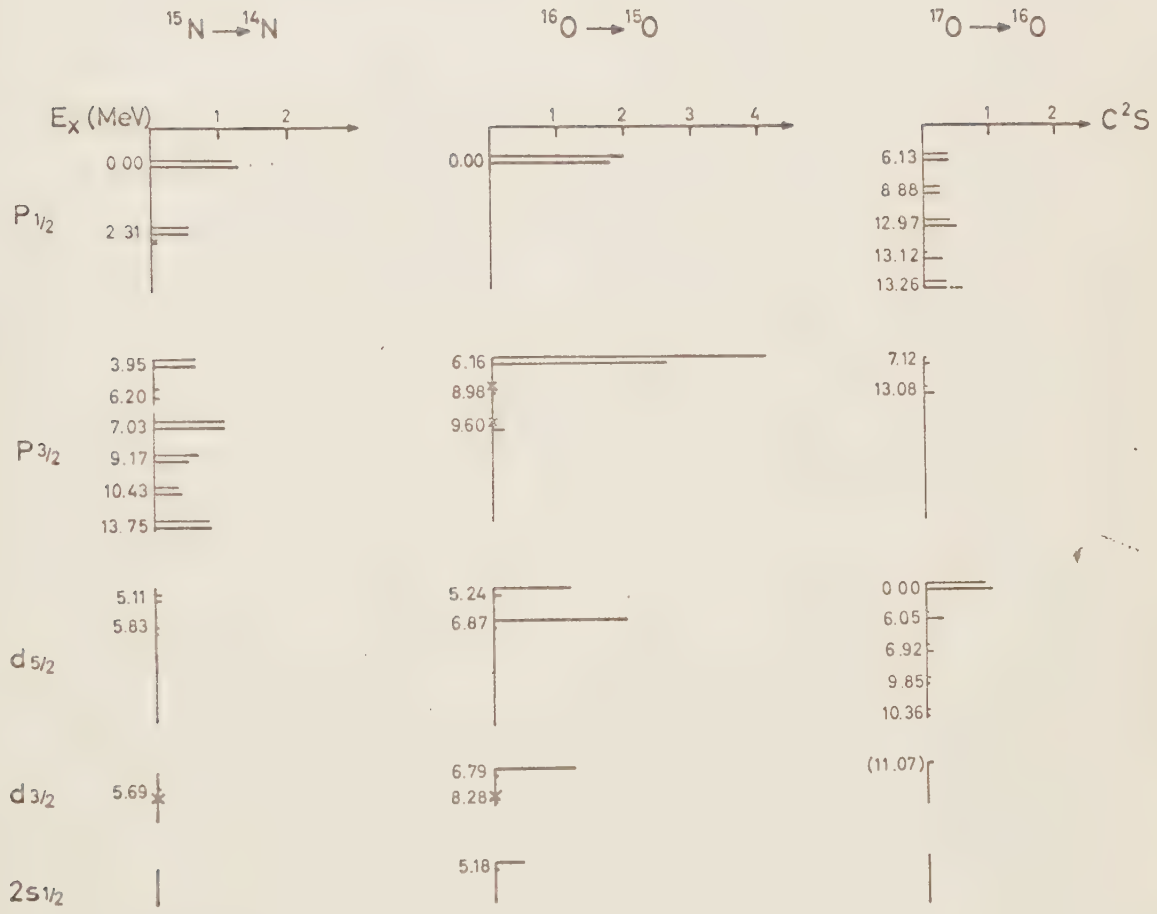

Abb. 15: Übergangsstärken von Pick-up-Reaktionen an den Targetkernen ^{15}N, ^{16}O und ^{17}O. Die Länge der Balken entspricht den Werten von $C^2 \cdot S$. Die oberen stellen die Ergebnisse der jeweiligen (τ,α)-Reaktionen dar, während die unteren denen der parallelen (p,d)-Reaktionen[30,31,43] entsprechen. Die Kreuze bedeuten, daß diese Übergänge nicht beobachtet wurden oder aus experimentellen Gründen nicht ausgewertet werden konnten.

$C^2 \cdot S$-Werte der entsprechenden (p,d)-Reaktionen wieder, $^{15}N(p,d)^{14}N$ von Snelgrove und Kashy[30] bei E_p = 39.8 MeV, $^{16}O(p,d)^{15}O$ ebenfalls von Snelgrove und Kashy[31] bei Einschußenergien zwischen 21.3 und 45.3 MeV, $^{17}O(p,d)^{16}O$ von Mendelson et al.[43] bei E_p = 31.0 MeV. Die Kreuze bedeuten, daß diese Übergänge in der entsprechenden Reaktion nicht beobachtet wurden oder aus experimentellen Gründen nicht ausgewertet werden konnten.

Die Übereinstimmung der beiden verschiedenen Pick-up-Reaktionen ist für alle ℓ- und j-Werte bei den Übergängen von ^{15}N nach ^{14}N und auch von ^{17}O nach ^{16}O sehr gut. Dagegen stimmen die Ergebnisse der Reaktion $^{16}O(\tau,\alpha)^{15}O$ mit denen der Reaktion $^{16}O(p,d)^{15}O$ bestenfalls für die Übergänge mit ℓ = 1 überein. Für diese Übergänge mit geradem ℓ ergeben sich aus der (τ,α)-Messung spektroskopische Faktoren, die in allen Fällen etwa um eine Größenordnung zu groß sind, verglichen mit den (p,d)-Resultaten.
Diese Diskrepanz wurde bereits in meiner Diplomarbeit[12] diskutiert. Die Ursache ist wohl in der sogenannten "Clustersubstitution" zu suchen. Das heißt, der Grundzustand von ^{16}O besteht zum Teil aus korrelierten "α-Teilchen" (in Übereinstimmung mit der vollständigen Wellenfunktion von ZBM[61], die geringe Beimischungen von Vierteilchen-Vierloch-Anregungen enthält.) Dieses α-Teilchen wird dann in einer sogenannten "knock-out-Reaktion" aus dem Kernverband herausgestoßen und durch das ^3He-Projektil ersetzt. Eine Überlagerung dieses Reaktionsmechanismus mit dem parallel auftretenden Einteilchen Pick-up ist nach Neudatchin[34] in der (τ,α)-Reaktion möglich und kann bei der relativ niedrigen Einschußenergie von 11 MeV zu einer Vergrößerung des Wirkungsquerschnittes führen, sofern der Endzustand eine verwandte Clusterstruktur bei Ersetzen eines α-Teilchens durch ein ^3He-Teilchen oder Triton besitzt.

Diese Erklärung wird durch die Ergebnisse von ^{3}He- bzw. Triton-Transferreaktionen mit schweren Ionen als Projektil[50] unterstützt. Nach diesen Experimenten hat jedenfalls der $1/2^{+}$-Zustand bei 5.188 MeV im ^{15}N die Clusterstruktur $^{12}C + {}^{3}H$.

Dieser "α-knock-out"-Prozeß scheint dagegen bei den Nachbarkernen von ^{16}O keine Rolle zu spielen. Dies ist etwas erstaunlich, da sich die beiden Nachbarkerne nur durch Wegnahme eines Protons bzw. Hinzufügen eines Neutrons von ^{16}O unterscheiden. Es bedeutet, daß die Korrelation durch Hinzufügen oder Wegnahme eines einzigen Teilchens entscheidend zerstört wird.

Die (τ,α)-Reaktion ist also im allgemeinen durchaus zur Untersuchung von Einteilchen-Pick-up-Stärken geeignet. Bei Reaktionen an Targetkernen mit abgeschlossenen Schalen oder an Kernen mit Nukleonenzahlen, die sich aus einer Anzahl von "α-Teilchen" zusammensetzen lassen, liefert der Vergleich der (τ,α)-Reaktion mit weniger komplexen Pick-up-Reaktionen wie zum Beispiel (p,d), (d,t) usw. zusätzliche Informationen über eine mögliche "α-Cluster-" bzw. Vierteilchen-Vierloch-Korrelation in den untersuchten Kernen.

8 Literaturverzeichnis

1) F. Ajzenberg-Selove und T. Lauritzen
Nucl. Phys. 11 (1959) 1

2) C. P. Browne und J. Michael
Phys. Rev. 134 (1964) B 133

3) H. W. Fulbright, J. A. Robbins, M. Blann und D. G. Fleming
Phys. Rev. 184 (1969) 1068

4) V. Gillet und N. Vinh-Mau
Nucl. Phys. 54 (1964) 321

5) E. B. Carter, G. E. Mitchell und R. H. Davis
Phys. Rev. 133 (1964) B 1421

6) J. Borysowicz und R. K. Sheline
Phys. Letters 12 (1964) 219

7) W. H. Bassichis und G. Ripka
Phys. Letters 15 (1965) 320

8) J. Kelson
Phys. Letters 16 (1965) 143

9) G. E. Brown und A. M. Green
Nucl. Phys. 75 (1966) 401

10) G. E. Brown und A. M. Green
Phys. Letters 15 (1965) 168

11) A. P. Zuker, B. Buck und J. B. McGrory
Phys. Rev. Letters 21 (1968) 39

12) W. Bohne, H. Homeyer, H. Morgenstern und J. Scheer
Nucl. Phys. A 113 (1968) 97

W. Bohne, Diplomarbeit, HMI-P 1968

13) H. Lettau, Diplomarbeit, HMI-P 1970

14) K. H. Bray und J. Nurzyński
Nucl. Phys. A 127 (1969) 622

15) L. L. Green, C. O. Lennon und J. M. Naqib
Nucl. Phys. A 142 (1970) 137

16) G. R. Satchler
Nucl. Phys. 55 (1964) 1

17) P. D. Kunz
University of Colorado - DWBA-Code: DWUCK (1967) (unveröffentlicht).1. Änderung: Nucl. Research Centre, University of Alberta (1967),2. Änderung: G. Röschert, Hahn-Meitner-Institut, Berlin (1970)

18) J. H. E. Mattauch und W. Thiele
Nucl. Phys. 67 (1965) 32

19) P. J. Cole, R. Huby und J. R. Mines
Private Mitteilung, im Druck

20) D. Hilscher, B. Hollmann und G. Röschert
Jahresbericht HMI-P, 1969

21) P. David
Forschungsbericht BMWF - FB K 69-07
Bundesministerium für wissenschaftliche Forschung, Bonn (1969)

22) R. Stock, R. Bock, P. David, H. H. Duhm und T. Tamura
Nucl. Phys. A 104 (1967) 136

23) G. R. Satchler, private Mitteilung an H. Fuchs

24) J. C. Hiebert, E. Newman und R. H. Bassel
Phys. Rev. 154 (1967) 898

25) R. P. Brady et al.
Nucl. Phys. 98 (1967) 241

C. McFadden und G. R. Satchler
Nucl. Phys. 84 (1966) 177

H. P. Marsch, T. Becker, W. Fitz
Jahresbericht MPI-Heidelberg (1968), 141

26) R. H. Bassel
Phys. Rev. 149 (1966) 791

27) T. K. Lim
Nucl. Phys. A 148 (1970) 299

28) R. H. Bassel und R. M. Drisko
Proc. Symp. on direct reactions with ^{3}He,
Tokyo, Sept. 1967

29) W. R. Hering, H. Becker, C. A. Wiedner und W. J. Thompson
Nucl. Phys. A 151 (1970) 33

30) J. L. Snelgrove und E. Kashy
Phys. Rev. 187 (1969) 1259

31) J. C. Snelgrove und E. Kashy
Phys. Rev. 187 (1969) 1246

32) K. H. Purser, W. P. Alford, C. Cline, H. W. Fulbright, H. E. Gove und M. S. Krick
Nucl. Phys. A 132 (1969) 75

33) U. Lynen, R. Santo, D. Schmitt und R. Stock
Phys. Letters 27 B (1968) 76

34) P. Beregi, V. G. Neudatchin und Y. F. Smirnov
Nucl. Phys. 60 (1964) 305

35) K. Grabisch, Diplomarbeit HMI-P, 1967

36) G. C. Ball und J. Cerny
Phys. Letters 21 (1966) 551

37) S. Cohen und D. Kurath
Nucl. Phys. A 101 (1967) 1

38) E. D. Earle und N. W. Tanner
Nucl. Phys. A 95 (1967) 241

39) J. M. Morris, G. W. Kerr und T. R. Ophel
Nucl. Phys. A 112 (1968) 97

40) H. Fuchs, K. Grabisch und G. Röschert
Nucl. Phys. A 129 (1969) 545

M. Hagen, U. Janetzki, K. H. Maier und H. Fuchs
Nucl. Phys. A 152 (1970) 404

41) K. Grabisch, Doktorarbeit HMI-P in Vorbereitung, Private Mitteilung

42) H. Fuchs, K. Grabisch, P. Kraaz und G. Röschert Nucl. Phys. 105 (1967) 590

43) R. Mendelson, J. C. Hardy und J. Cerny Phys. Letters 31 B (1970) 126

44) M. H. McFarlane und J. B. French Revs. Mod. Phys. 32 (1960) 567

45) J. Talmi und A. de Shalit Nuclear Shell Theory (Academic Press, New York und London, 1963)

46) J. B. French und M. H. McFarlane Nucl. Phys. 26 (1961) 168

47) T. T. S. Kuo und G. E. Brown Nucl. Phys. 85 (1966) 40

48) J. Talmi und J. Unna Ann. Rev. Nucl. Sci. 10 (1960) 353

49) F. Pühlhofer, H. G. Ritter, R. Bock, G. Brommundt, H. Schmidt und K. Bethge Nucl. Phys. A 147 (1970) 258

C. Détraz, H. H. Duhm und H. Hafner MPI Heidelberg, Jahresbericht 1969, S. 11

50) R. Bock, M. Große-Schulte, H. Gutbrod, W. v. Oertzen und U. Voos Jahresbericht MPI-Heidelberg 1966, S. 7

G. Andritsopoulos, R. Bock, H. G. Bohlen, G. Gebauer, K. Gelbke, K. H. Hildenbrand, U. C. Schlotthauer-Voos, W. v. Oertzen und H. Yoshida MPI-Heidelberg, Jahresbericht 1969, S. 7

51) F. Ajzenberg-Selove Nucl. Phys. A 152 (1970) 51

52) R. Santo DWBA-Analyse direkter Kernreaktionen Winterschule der DPG, Schleching, 1970

53) J. Bang und J. Zimanyi Nucl. Phys. A 139 (1969) 534

54) H. T. Fortune und C. M Vincent
Phys. Rev. 185 (1969) 1401

55) T. Berggren
Nucl. Phys. A 109 (1968) 265

56) R. Lipperheide
Phys. Letters B 32 Nr. 7 (1970) 555

57) T. K. Lim
Nucl. Phys. A 129 (1969) 259

58) W. Bohne, H. Homeyer, H. Lettau, H. Morgenstern, J. Scheer und F. Sichelschmidt
Nucl. Phys. A 128 (1969) 537

59) W. Bohne, H. Homeyer, H. Lettau, H. Morgenstern und J. Scheer
HMI-Berlin, Jahresbericht 1968, S. 22

60) D. H. E. Gross und R. Lipperheide
Nucl. Phys. A 150 (1970) 3

61) A. P. Zuker, B. Buck und J. B. McGrory
Brookhaven National Laboratory Report BNL 14085
Oktober 1969, New York

62) J. C. Roynette
Nucl. Phys. A 155 (1970) 548

63) F. Sichelschmidt
HMI-Berlin, Laborbericht 14 (1970)

64) H. Homeyer
Nucl. Instr. 56 (1967) 355

Diese Arbeit wurde im Sektor Kernphysik des Hahn-Meitner-Institutes für Kernforschung Berlin unter Leitung von Professor Dr. K. H. Lindenberger und der Betreuung von Priv.-Doz. Dr. J. A. Scheer durchgeführt.
Herrn Professor Lindenberger danke ich vor allem für sein förderndes Interesse und die großzügigen und angenehmen Arbeitsbedingungen an seinem Institut.
Den Herren Dr. M. Hagen, Dr. H. Homeyer, U. Janetzki, H. Lettau, Dr. H. Morgenstern und Priv.-Doz. Dr. J. A. Scheer danke ich für ihre Hilfe bei der Durchführung der Experimente.
Den Herren Priv.-Doz. Dr. D. H. E. Groß, Priv.-Doz. Dr. R. Lipperheide, Dr. F. Sichelschmidt und ganz besonders Priv.-Doz. Dr. J. A. Scheer danke ich für wertvolle Diskussionen und Anregungen.
Ferner gilt mein Dank Herrn Dr. F. Sichelschmidt für seine Hilfe bei der Berechnung der theoretischen spektroskopischen Faktoren und Herrn Dr. G. Röschert für das Bereitstellen von Programmen für die DWBA-Analyse.

Herr D. Renner und seine Mitarbeiter sorgten dafür, daß der Beschleuniger während der Experimente einwandfrei lief.
Die Verarbeitung der experimentellen Daten wurde zum größten Teil mit Hilfe der Rechenanlage S 305 des Sektors Elektronik im Hahn-Meitner-Institut durchgeführt. Die hierzu nötigen Programme wurden dankenswerterweise von Herrn Dipl.-Ing. P. Abend und Fräulein R. Bublitz erstellt. Herr C. Franke stellte die Targets her und Fräulein I. Lang fertigte die graphischen Darstellungen an. Ihnen allen sei herzlich gedankt.

Ferner möchte ich mich ganz besonders bedanken bei den Herren Prof. R. Huby, Dr. J. R. Mines und B. J. Cole aus Liverpool für die Berechnung der DWBA-Wirkungsquerschnitte für die Übergänge zu den ungebundenen Zuständen.

L E B E N S L A U F

Am 19. Juli 1943 wurde ich als einziger Sohn des Mechanikers Georg Bohne und seiner Ehefrau Martha geb. Göltzner in Blankenhain bei Weimar geboren.

1945 zogen wir nach Berlin. Hier besuchte ich in Lichtenrade zunächst bis zum vollendeten 12. Lebensjahr die 11. Grundschule. Danach ging ich auf die Ulrich-von-Hutten-Schule, eine Oberschule wissenschaftlichen Zweiges, über, an der ich im Frühjahr 1962 das Zeugnis der Reife erhielt.

Anschließend begann ich im Sommersemester 1962 mit dem Physikstudium an der Freien Universität Berlin. Nach dem Vordiplom im November 1964 und weiteren zwei Semestern an der Freien Universität wurde ich im April 1966 Diplomand bei Professor Lindenberger am Hahn-Meitner-Institut, Sektor Kernphysik, in Berlin. Nach der Diplomprüfung im Mai 1968 blieb ich als Doktorand bei Professor Lindenberger.

Während der Anfertigung meiner Dissertation war ich, neben der wissenschaftlichen Tätigkeit im Hahn-Meitner-Institut, von September 1968 bis April 1969 mit der Wahrnehmung einer Assistentenstelle am 4. Physikalischen Institut der Freien Universität Berlin beauftragt. Seit Mai 1969 bin ich wissenschaftlicher Angestellter im Hahn-Meitner-Institut. Dort war ich vorzugsweise mit der Untersuchung von Transferreaktionen beschäftigt. Seit August 1970 arbeite ich außerdem mit an Problemen bei der Kopplung von elektronischen Datenverarbeitungsanlagen und kernphysikalischen Experimenten.